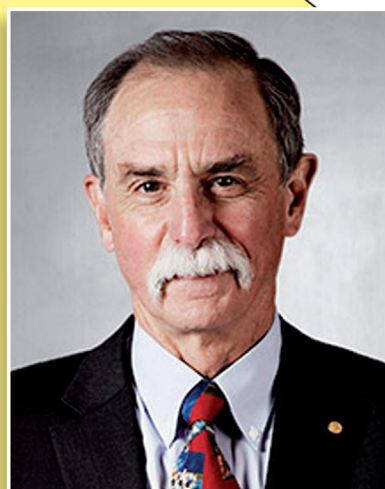
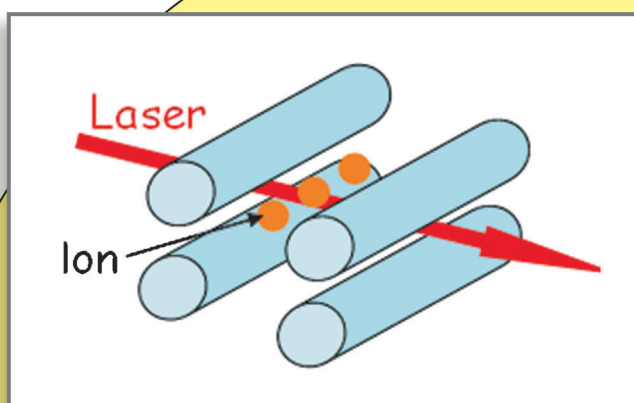
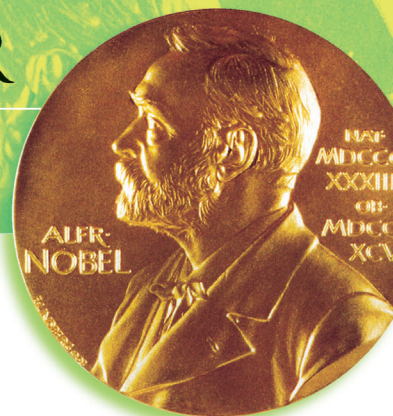


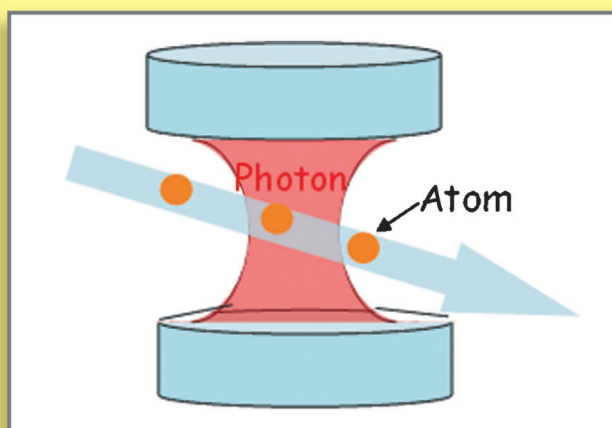
DER NOBELPREIS FÜR PHYSIK 2012



D. J. Wineland



S. Haroche



Quantenelektrodynamik

Über die Kontrolle von Photonen im Kasten und die Erforschung des Übergangs von der Quanten- zur klassischen Welt (Nobel-Aufsatz)**

Serge Haroche*

Nobel-Vortrag · Quantenelektrodynamik · Quantenphysik · Photonenkasten · Schrödingers Katze

In einem supraleitenden Resonator gefangene Mikrowellen-Photonen stellen ein ideales System dar, um die Gedankenexperimente der Gründerväter der Quantenmechanik zu verwirklichen. Die Wechselwirkung dieser gefangenen Photonen mit Rydberg-Atomen, die den Resonator passieren, veranschaulicht fundamentale Aspekte der Messtheorie. Die Experimente, die mit diesem „Photonenkasten“ an der Ecole Normale Supérieure (ENS) durchgeführt werden, gehören dem als „Resonator-Quantenelektrodynamik“ („Cavity Quantum Electrodynamics“) bezeichneten Gebiet der Quantenoptik an. Uns gelang die zerstörungsfreie Zählung von Photonen, die Erfassung von einzelnen Quantensprüngen des Feldes, die Präparation und Rekonstruktion von „Schrödingerkatzen-Zuständen“ von Photonen sowie die Untersuchung ihrer Dekohärenz, was eine bemerkenswerte Veranschaulichung des Übergangs von der Quanten- zur klassischen Welt bietet. Die Experimente haben ebenfalls zur Demonstration grundlegender Schritte der Quanteninformationsverarbeitung geführt, darunter die deterministische Verschränkung von Atomen und die Verwirklichung von Quanten-Gattern unter Verwendung von Atomen und Photonen als Quanten-Bits. Dieser Vortrag beginnt mit einer Einführung, die die Verbindung zwischen dem Photonenkasten an der ENS und den Experimenten mit Ionenfallen von David Wineland hervorhebt, dessen begleitender Vortrag einen Überblick über seinen eigenen Beitrag auf dem Gebiet der Kontrolle einzelner Teilchen bietet. Ich werde anschließend einen persönlichen Einblick in die Frühzeit des Gebiets der Resonator-Quantenelektrodynamik geben, bevor ich die wichtigsten Experimente beschreibe, die in den letzten zwanzig Jahren an der ENS durchgeführt wurden. Der Vortrag endet mit einer Diskussion, die unsere Arbeit mit jener anderer Wissenschaftler vergleicht, die sich mit der Kontrolle einzelner Quantenteilchen beschäftigen.

Kontrolle einzelner Teilchen in der Quantenwelt

Die Quantentheorie lehrte uns vor beinahe einhundert Jahren, dass Materie, genauso wie Licht, Teilchen- und Wellencharakter besitzt. Atome und subatomare Teilchen, welche üblicherweise als diskrete Objekte beschrieben werden, können sich wie Wellen verhalten, während Licht –

im Allgemeinen als elektromagnetische Welle beschrieben – auch aus diskreten Quanten besteht: den Photonen. Diese Welle-Teilchen-Dualität führt zu einer merkwürdigen Quantenwelt, in der Atome und Lichtfelder in Superpositionszuständen existieren können, sozusagen zwischen unterschiedlichen klassischen Realitäten. Diese Situation ist unserem „klassischen“ Verstand intuitiv unzugänglich, da dieser von der uns umgebenden, makroskopischen Welt geprägt wurde.

Die Väter der Quantenmechanik gelangten zu dieser seltsamen Beschreibung der Welt durch deduktive Folgerungen, die auf der Entdeckung von Eigenschaften von Strahlung und Materie beruhten, die nicht durch die klassische Physik erklärt werden konnten. Die direkte Beobachtung dieser seltsamen Quantenwelt war jedoch für lange Zeit unerreichbar. Bohr, Einstein und Schrödinger beschrieben *Gedankenexperimente*, in welchen sie sich ausmalten, einzelne Quantenteilchen beobachten und manipulieren zu können, um das antiintuitive Verhalten der Natur auf mikroskopischer Ebene zu offenbaren.

[*] Prof. S. Haroche
Laboratoire Kastler Brossel de l'Ecole Normale Supérieure & Collège de France, Paris (Frankreich)

[**] Copyright The Nobel Foundation 2012. Wir danken der Nobel-Stiftung, Stockholm, für die Genehmigung zum Abdruck einer deutschen Übersetzung dieses Vortrags.

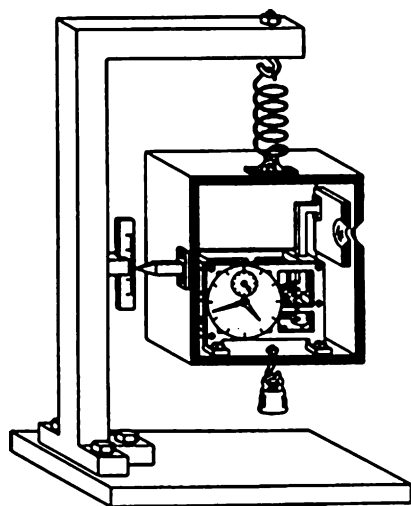


Abbildung 1. Der Photonenkasten nach Einstein und Bohr (mit freundlicher Genehmigung des Niels Bohr Archive).

Abbildung 1 zeigt z. B. den berühmten, von Einstein und Bohr zur Illustration ihrer Diskussionen erdachten Photonenkasten, welcher Photonen für eine gewisse Zeit speichern und auf Abruf abgeben sollte.^[1] Diese virtuelle Versuchsanordnung bestand aus zahlreichen, nach Bohrs Anweisungen mit viel Liebe zum Detail gezeichneten Komponenten, darunter eine Uhr, um jenen Schließmechanismus zu timen, der das Photon freigeben sollte.

Als sie dieses und ähnliche Experimente erdachten, konnten die Väter der Theorie nicht vorhersehen, dass sie eines Tages tatsächlich durchführbar sein würden. Zwar war es ab den 1930er Jahren möglich, einzelne Teilchen zu detektieren und zu untersuchen – z. B. in Blaskammern, Nebelkammern oder in Experimenten mit Teilchenbeschleunigern –, aber das geschah über die Beobachtung ihrer Spuren oder ihrer Bruchstücke nach hochenergetischen Kollisionen. In solchen Experimenten wurden die Existenz und die Eigenschaften der Teilchen sozusagen „post-mortem“ abgeleitet. So schrieb Schrödinger 1952 über diese Untersuchungen: „Es ist angemessen zu sagen, dass wir genauso wenig mit einzelnen Teilchen zu experimentieren vermögen, als wir Ichthyosaurier im Zoo züchten können. Wir untersuchen Aufzeichnungen von Ereignissen, lange nachdem sie sich ereignet haben.“^[2]

Um die Seltsamkeit der Quantenwelt direkt „im Zoo“ untersuchen zu können, musste man Materieteilchen bzw. Licht in einer schonenderen Weise handhaben, ohne sie schon durch die Beobachtung alleine zu vernichten. Zu den Mitteln, die eine entsprechend raffinierte Handhabung der Teilchen ermöglichten, gelangte man erst durch die Entwicklung schmalbandiger Laser, schneller Computer und supraleitender Materialien, die allesamt, auf die eine oder andere Weise, aus der Quantentheorie entsprungene Technologien sind. Unter Verwendung dieser Methoden ist es vielen Forschungsgruppen, die im Bereich der Quantenoptik tätig sind, heute möglich, einzelne Teilchen zu detektieren und zu manipulieren und dabei deren Quanteneigenschaften zu erhalten und sogar nutzbar zu machen. Die Arbeiten David Wi-

nelands und seines Teams am National Institute of Standards and Technology (NIST) in Boulder und von meiner Gruppe im Laboratoire Kastler Brossel der ENS in Paris gehören diesem sehr aktiven Forschungsfeld an.

Tatsächlich stehen die Experimente in Boulder und Paris für zwei Seiten derselben Medaille: Die NIST-Gruppe fängt einzelne, geladene Teilchen – sogenannte Ionen – in speziell konfigurierten elektrischen Feldern und verwendet Laserstrahlen, um das Verhalten dieser Materieteilchen zu beeinflussen und zu detektieren. Im ENS-Team tun wir das exakte Gegenteil: Wir fangen Photonen in einem optischen Resonator („cavity“) aus hochreflektierenden Spiegeln und verwenden Atome, um die Lichtteilchen zu manipulieren, zu detektieren und ihre Entwicklung zu untersuchen. Das Prinzip dieser beiden komplementären Experimente ist in den Abbildungen 2a und 2b skizziert. In beiden Fällen führen wir die Studien „in vivo“ durch, wobei wir versuchen, die Quanteneigenschaften der Systeme zu erhalten.

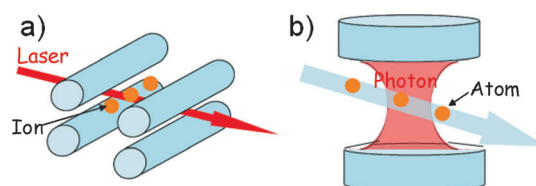


Abbildung 2. Prinzip a) Ionenfalle am NIST und b) der Photonenkasten an der ENS.

Ein einfaches theoretisches Modell, das von Jaynes und Cummings^[3] in der Frühzeit der Laserphysik eingeführt wurde, lässt sich auf beide Situationen anwenden und trägt dazu bei, die beiden Forschungsansätze zu vereinen. Das Modell beschreibt Atome als spin-artige Zwei-Niveau-Systeme die mit einem gequantelten Oszillator wechselwirken. Bei den Experimenten in Boulder werden die internen Freiheitsgrade (die in diesem Fall den „Spin“ darstellen) an die externe Bewegung der Teilchen gekoppelt, die in der Falle eine mechanische Schwingung vollführen, deren Quanten Phononen sind. Die Kopplung erfolgt durch Bestrahlung der Ionen mit passend gestimmten Lasern, was zur Anregung interner Übergänge führt, die wiederum von einer Absorption bzw. Emission von Phononen begleitet werden. Im Pariser Experiment wechselwirken die Zwei-Niveau-Atome direkt mit dem Mikrowellenfeld eines optischen Resonators, der hier als der gequantelte Oszillator dient und dessen Quanten Photonen sind. Die Kopplung beschreibt in diesem Fall einfach die Absorptions- und Emissionsprozesse der den Resonator kreuzenden Atome. Eine einfache Beschreibung des Jaynes-Cummings-Modells und seiner Anwendung auf die ENS- und NIST-Experimente findet sich in dem Buch „Exploring the quantum: atoms, cavities and photons“.^[4]

Die Abbildungen 3a und 3b illustrieren die Ähnlichkeit der Ansätze am NIST und an der ENS: Sie zeigen experimentelle Daten aus zwei Publikationen, die im Jahr 1996 in derselben Ausgabe von *Physical Review Letters* erschienen sind. Wir hatten in Paris und Boulder unabhängig an zwei sich deutlich unterscheidenden Versuchsanordnungen gearbeitet,

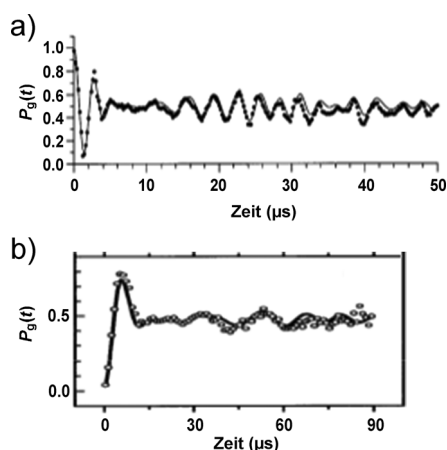


Abbildung 3. In den Experimenten am NIST (a) und an der ENS (b) aufgenommene Rabi-Oszillationen. Aus Lit. [5] und [6] mit freundlicher Genehmigung der American Physical Society. Online: http://prl.aps.org/abstract/PRL/v76/i11/p1796_1 und http://prl.aps.org/abstract/PRL/v76/i11/p1800_1.

und doch erscheinen die Resultate sehr ähnlich. In Abbildung 3a ist die „Kennlinie“ eines Ions in der Falle von Boulder zu sehen, das in einer Superposition verschiedener Vibrationsquanten oszilliert,^[5] und Abbildung 3b zeigt die entsprechende „Kennlinie“ von Atomen nach resonanter Wechselwirkung mit einem schwachen elektromagnetischen Feld im Pariser Resonator, der eine Superposition verschiedener Photonenzahlen enthält.^[6] Diese Kurven, die die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen zwei ionischen bzw. atomaren Zuständen darstellen, werden als „Rabi-Oszillationen“ bezeichnet. Ihre Form, die eine Schwebung zwischen zu verschiedenen Besetzungszahlen gehörenden Sinusschwingungen ausweist, offenbart die Körnigkeit des mechanischen bzw. photonischen Oszillators, an den die Atome oder Ionen gekoppelt sind. Wie weiter unten beschrieben wird, spielen solche Rabi-Oszillationen eine bedeutende Rolle beim Umgang mit atomaren oder photonischen Zuständen in der Quanteninformationsverarbeitung.

Eine persönliche Darstellung der Pioniertage der Resonator-Quantenelektrodynamik

Das Abenteuer, Einzelteilchen zu fangen und zu kontrollieren begann tatsächlich lange vor diesen Experimenten mit Rabi-Oszillationen. David Wineland berichtet in seiner Nobelpreisrede von der Frühzeit der Forschung mit Ionenfallen. Ich wiederum werde davon erzählen, wie meine „Photonenkasten“-Experimente begonnen haben. Zu dieser Zeit waren die Ähnlichkeiten zwischen den beiden Forschungsrichtungen noch nicht offenkundig.

Ich möchte zuerst über meine Doktorarbeit^[7,8] sprechen, die von Claude Cohen-Tannoudji betreut wurde und am Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure entstand, welches später das Laboratoire Kastler Brossel werden sollte. Während dieser prägenden Periode lernte ich, dass Materie mit Licht manipuliert werden konnte. Ich machte Bekanntschaft mit der Methode des optischen

Pumpens, die von Kastler und Brossel erfunden wurde und die Licht nutzt, um die magnetischen Momente von Atomen auszurichten und deren „Tanz“ in Radiofrequenzfeldern zu detektieren. Zu dieser Zeit manipulierten und beobachteten wir große Ensembles aus Milliarden von Atomen in einer Resonanzzelle. Ich staunte über die Tatsache, dass all diese Experimente durch die Gesetze der Quantenmechanik erklärt wurden, denen ich gerade erst in den Vorlesungen meines Doktorvaters begegnet war. Wir mussten uns lediglich darauf verlassen, dass die Atome in unserer Zelle kollektiv diesen Gesetzen gehorchten, selbst wenn wir sie nicht direkt beobachten konnten.

Zur selben Zeit entwickelten Claude und ich den „Dressed-Atom“-Formalismus, der das Verhalten von Atomen erklärt, die Radiofrequenzfeldern ausgesetzt sind, die im Photonenbild beschrieben werden.^[8,9] Das Feld in diesem Kontext zu quantifizieren, war ein kühner Zug, da unsere Felder eine große Zahl an Lichtquanten enthielten und sehr gut durch klassische, kontinuierliche Wellen beschrieben werden konnten. Das Teilchenbild, das unsere Atome als von Wolken von Photonen umgeben oder „bekleidet“ sah, war inspiriert von der Theorie der Quantenelektrodynamik, die den meisten Atomphysikern fremd war. Dieser Zugang stellte sich jedoch als sehr mächtig heraus und gestattete uns die Erkundung zahlreicher interessanter Phänomene im Bereich der Magnetresonanz, die in der klassischen Beschreibung bei Weitem nicht so offenkundig waren.^[10]

Es war ungefähr zu jener Zeit, als der Traum, Experimente mit lediglich einer kleinen Zahl von Photonen durchzuführen, in meinem Bewusstsein Gestalt annahm. Ich fragte mich, ob es möglich sei, ein Experiment zu gestalten, bei dem der „Dressed-Atom“-Formalismus nicht lediglich eine bequeme Beschreibung der Physik, sondern ein notwendiger Zugang wäre, um wahrhaftige Quantenphänomene zu beschreiben. Ich hatte keine Ahnung wie dies zu erreichen sei, als ich 1972 Paris für mein Postdoktorat bei Arthur Schawlow in Stanford verließ.

Während dieser sehr aufregenden Zeit erlebte ich die Entwicklung der ersten kommerziellen Farbstofflaser, die die Atom- und Molekülspektroskopie revolutionieren würden. Diese von kalifornischen Jungunternehmen produzierten Laser wurden als Prototypen an benachbarte Universitäten ausgeliefert, unter denen Stanford vermutlich als erste bedient wurde. Als jemand, der während seiner Doktorarbeit mit klassischen Lampen gearbeitet hatte, musste ich mich erst an diese neue Lichtquelle gewöhnen. Gemeinsam mit Jeffery Paisner, einem Doktoranten von Art Schawlow, verwendete ich einen Farbstofflaser, um Caesiumatome in eine Superposition aus angeregten Zuständen zu bringen. Im anschließend von den angeregten Atomen emittierten Fluoreszenzlicht beobachteten wir sogenannte Quanten-Beats (auch als „quantenhafte Schwebung“ bezeichnet).^[11] Die Forschung an Quanten-Beats richtete meine Aufmerksamkeit wieder auf das wichtige Konzept der Superposition von Zuständen, dem ich bereits in einem anderen Zusammenhang während meiner Doktorarbeit begegnet war, als ich Resonanzen an sich im „Dressed-Atom“-Energiediagramm kreuzenden Niveau-Übergängen untersuchte.^[12]

Obwohl diese charakteristischen Modulationen des Fluoreszenzlichts an einem großen Ensemble von Atomen beobachtet wurden, war die Grundlage des Phänomens die Interferenz einzelner Atome. Während der gepulsten Anregung und des anschließenden Photon-Emissionsprozesses beschreibt jedes Atom mehrerer Pfade gleichzeitig: Es verlässt den Grundzustand und wird vorübergehend in verschiedene angeregte Zustände gebracht, bevor es wieder in den Grundzustand zurückfällt. Es ist die Ununterscheidbarkeit dieser verschiedenen Pfade, die am Ende zur Beobachtung der Schwebung führt. Auch wenn ich damals nicht in der Lage war, ein solches Experiment mit nur einem Atom durchzuführen, wusste ich, dass die Schwebung auch in diesem Fall auftreten würde, genauso wie das Youngsche Doppelspaltexperiment auch dann noch funktioniert, wenn die Teilchen das Interferometer einzeln passieren. Auch hier wieder war ich von der Herausforderung, Quanteneffekte auf der Ebene einzelner Teilchen zu beobachten, fasziniert.

Ich importierte die Technik verstimmbarer, gepulster Farbstofflaser nach Paris, als ich 1973 an die ENS zurückging um eine permanente Stelle am Centre national de la recherche scientifique (CNRS) anzutreten, bevor ich 1975 zum Professor an der Universität Paris VI berufen wurde. Nach meinen ersten Untersuchungen von Quanten-Beats, die mit Zuständen mit niedrigen Hauptquantenzahlen durchgeführt wurden, war es nur natürlich zu versuchen, höher angeregte atomare Niveaus zu erforschen, und ich begann Quanten-Beats, die von solchen Niveaus in Natrium emittiert wurden, aufzuzeichnen.^[13] Nahe an der Ionisationsgrenze von Atomen gibt es eine sehr große Zahl an Energieniveaus, sogenannte Rydberg-Zustände mit riesigen Elektronenradien, die eine spektroskopische „Terra Incognita“ bildeten. Die Laser eröffneten uns die Möglichkeit, solche Zustände zu präparieren und zu untersuchen, und ich war, so wie Daniel Kleppner am MIT und viele andere Kollegen in Europa und den USA, fasziniert von den vielversprechenden Eigenschaften dieser Riesenatome, über die ich weiter unten detaillierter berichten werde. Mich interessierte insbesondere deren extreme Empfindlichkeit gegenüber Mikrowellenstrahlung.

Zusammen mit einer kleinen Gruppe von Doktoranden begann ich, Mikrowellenspektroskopie-Experimente mit solchen Atomen durchzuführen. Auf Michel Gross und Claude Fabre, die später unabhängige, erfolgreichen Karrieren starteten, folgte Jean-Michel Raimond, der bei mir blieb und mich seit damals auf diesem langen, wissenschaftlichen Abenteuer begleitet. Wir hatten auch das Glück, den Festkörperphysiker Philippe Goy, einen Experten der Millimeterwellentechnik, für unsere Mikrowellenspektroskopie-Experimente an Rydberg-Atomen begeistern zu können. Die Quellen und Analysatoren für Millimeterwellen, die er für unsere Forschung entwickelte, haben ihn dazu gebracht, eine kleine Firma zu gründen, die bis heute maßgefertigte Millimeterwellengeräte an Labors in aller Welt verkauft.

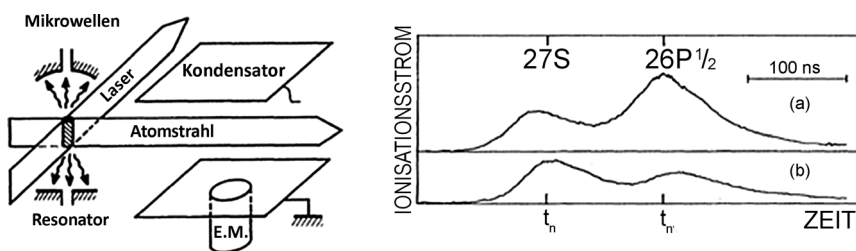


Abbildung 4. Das Rydberg-Atom-Maser-Experiment aus dem Jahr 1979. Links: Skizze des Versuchsaufbaus. Rechts: zeitaufgelöste atomare Ionisationssignale, die das obere (27S) und das untere (26P) Niveau des atomaren Übergangs unterscheiden. Die untere und die obere Kurve entsprechen einem nicht-resonant bzw. resonant gestimmten Resonator. Aus Lit. [17] mit freundlicher Genehmigung der American Physical Society. Online: http://prl.aps.org/abstract/PRL/v43/i5/p343_1.

Wir verwendeten für unsere Experimente den einfachen, in Abbildung 4 dargestellten Versuchsaufbau: Ein Strahl von Atomen wird mit Lasern in Rydberg-Zustände angeregt und am selben Ort einem Mikrowellenfeld ausgesetzt. Das Feld wird von einem offenen Resonator aus sich gegenüberstehenden Kupferspiegeln begrenzt, sodass die Zone, in der die Atome bestrahlt werden, präzise definiert ist. Nach Verlassen des Resonators werden die Atome zwischen zwei Kondensatorplatten in einem ansteigenden elektrischen Feld ionisiert, das die Ionisierungsschwelle der beiden durch den Mikrowellenübergang verbundenen Energieniveaus e und g zu unterschiedlichen Zeiten erreicht. Auf diese Weise erlauben uns die unterschiedlichen Ionisationssignale, die beiden Zustände zu unterscheiden. Wir verwenden diese sehr effiziente und genaue Detektionsmethode, die ursprünglich von Daniel Kleppner und seinen Studenten^[16] entwickelt wurde, bis heute.

Im Jahr 1979 erkannte ich, dass, falls sich die Atome anfänglich im oberen Energiezustand befanden, es nicht notwendig war, Mikrowellen einzustrahlen, um einen schnellen Transfer zwischen den beiden Zuständen beobachten zu können. Mir wurde unmittelbar klar, dass das Ensemble der angeregten Rydberg-Atome spontan in den Resonator emittierte, was einem gepulsten Maser entsprach.^[17] Ein überraschendes und bemerkenswertes Merkmal war die sehr niedrige Schwelle dieses Maserprozesses, der lediglich einige hundert Atome benötigte – im Gegensatz zu den Milliarden von Atomen in herkömmlichen, gewöhnlichen Masern oder Lasern. Die ungewöhnliche Größenordnung war offensichtlich eine Folge der sehr starken Kopplung der Rydberg-Atome an die Mikrowellen. In der Schlussbemerkung der Publikation, in der diese Resultate veröffentlicht wurden, kommentierten wir, dass das Experiment die Möglichkeit eröffnete, noch wesentlich kleinere Mengen von Atomen zu studieren, vorausgesetzt bessere Resonatoren mit höherem Q -Faktor und längeren Abklingzeiten des Feldes stünden zur Verfügung.

Genaugenommen hatten wir damit gerade unsere Reise in Richtung Detektion und Manipulation einzelner Atome und Photonen begonnen. Das sich mit der Wechselwirkung von Atomen und Photonen in einem von Spiegeln umschlossenen Raum beschäftigende Feld, in das wir vordrangen, nannte sich „Cavity Quantum Electrodynamics“, abge-

kürzt Cavity QED (Resonator-Quantenelektrodynamik; Resonator-QED), eine Bezeichnung, die von Daniel Kleppner um 1980 geprägt wurde. Mir gefiel diese Bezeichnung sofort, da sie einmal mehr Atomphysik mit Quantenelektrodynamik verband, im Geiste dessen, was Claude Cohen-Tannoudji und ich bereits zehn Jahre zuvor mit der Einführung des „Dressed-Atom“-Formalismus bezweckt hatten. Auch wenn Experimente, die die Verwendung des Begriffs „Quanten“ legitimierten noch ihrer Durchführung harhten, wussten wir nun, in welche Richtung wir zu gehen hatten. Der optische Resonator, der das Feld umschloss, wurde zu jener entscheidenden Komponente, die es zu verbessern galt, während die Rydberg-Atome uns als „Lastesel“ dienten, die uns gestatteten, die Quanteneigenschaften dieser Felder zu erkunden.

Wir nahmen mehrere genaue, quantitative Untersuchungen an gepulsten Rydberg-Masern vor, die sich besonders auf die Entwicklung des Atom-Ensembles während des Emissionsvorgangs konzentrierten. Unsere experimentelle Anordnung, mit all den symmetrisch an dasselbe Feld gekoppelten Atomen, stellte eine ideale Realisierung eines superradianten Ensembles dar, wie es von R. Dicke bereits in den 50er Jahren theoretisch behandelt worden war.^[18] Die Atome, die sich anfänglich in einem vollständig angeregten Zustand befanden, der symmetrisch gegenüber dem Austausch von Atomen war, blieben während des gesamten Emissionsprozesses in einem solchen symmetrischen Zustand, bevor sie schließlich einen Endzustand, in dem sich alle Atome auf dem unteren Energieniveau des Übergangs befanden, erreichten. Die Symmetrie bewirkte eine starke kollektive Kopplung der Atome an das Feld und eine Emissionsdauer, die gegenüber der spontanen Emissionsdauer eines einzelnen Atoms deutlich verkürzt war. Unser Experiment erlaubte uns, diese verkürzte Emissionsdauer zu messen und die gesamte Dynamik des Emissionsprozesses zu untersuchen. Durch oftmalige Wiederholung des Experiments sammelten wir ausreichend Daten, um die Wahrscheinlichkeit gegen die Zeit auftragen zu können, dass von N sich anfänglich im angeregten Zustand befindenden Atomen n auf das niedrigere Energieniveau zerfallen waren und somit ein Photon emittiert hatten (Abbildung 5). Dies entsprach der ersten quantitativen, experimentellen Demonstration von Dicke-Superradianz.^[19,20]

Wir zeigten ebenfalls, dass ab Erreichen einer bestimmten Zahl zerfallender Atome die Emission eine Überschwungung aufwies. Das atomare Ensemble wurde teilweise erneut angeregt und unterlief gedämpfte Oszillationen während es mit dem Feld im Resonator Energie austauschte.^[21] Diese Überschwungung wird durch eine ähnliche Gleichung wie ein gedämpftes Pendel beschrieben.^[22] In einer weiteren Serie von Experimenten untersuchten wir den gegenteiligen Effekt, namentlich die kollektive Absorption von Schwarzkörperstrahlung durch Rydberg-Atome, die ursprünglich im unteren Energieniveau des mit dem Resonator resonanten atomaren Übergangs präpariert worden waren. Im Rahmen dieses Prozesses verhielten sich die Atome kollektiv wie ein Ensemble von Bosonen und verweilten in einem gegenüber Teilchentauch symmetrischen Zustand, was zu einer, im Vergleich zu klassischen Gasen, deutlich geringeren Wärmekapazität führte.^[23] Im Übrigen waren die symmetrischen

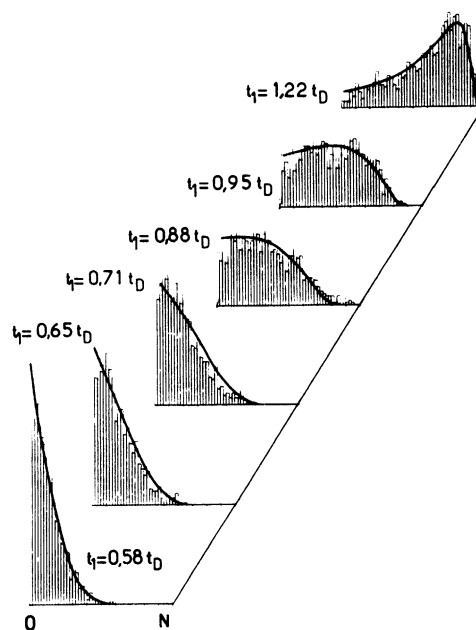


Abbildung 5. Experimenteller Nachweis von Dicke-Superradianz: Die Histogramme zeigen die Wahrscheinlichkeit, dass n Photonen von einer Probe mit $N \approx 3200$ anfänglich angeregten Atomen emittiert wurden. Die Zeiten steigen von unten nach oben an und werden in Einheiten von t_D , der mittleren Emissionsverzögerung, angegeben. Die Kurven wurden theoretisch berechnet. Aus Lit. [19] mit freundlicher Genehmigung der American Physical Society. Online: http://prl.aps.org/abstract/PRL/v49/i26/p1924_1

Zustände, entlang derer sich das atomare Ensemble entwickelte, hochgradig verschränkt, d.h., nicht als Produkt der Wellenfunktionen der einzelnen Atome beschreibbar. Uns allen war diese Eigenschaft bewusst, wenngleich das Konzept der Verschränkung und all seine Folgen zu dieser Zeit nicht von zentralem Interesse waren.

Während dieser Forschungsarbeiten verloren wir unser primäres Ziel, die Verringerung der Maser-Schwelle auf ein einzelnes Atom, nicht aus den Augen. Um das Reflexionsvermögen unserer Spiegel zu erhöhen, tauschten wir das Kupfer gegen auf einige wenige Kelvin gekühltes, supraleitendes Niob. Da wir auf diese Weise die Absorptionsverluste durch den Spiegel deutlich verringerten, gelangten wir 1983 in eine Situation, in der die spontane Emissionsrate eines einzelnen Atoms durch seine Anwesenheit im Resonator erhöht wurde (Abbildung 6). Dieser 1946 von E. Purcell vorhergesagte Effekt^[24] entsprach, wie wir festhielten, einem gepulsten Einzelatom-Maser.^[25] Ungefähr zur selben Zeit verwirklichten Daniel Kleppner und seine Studenten ein komplementäres Experiment, das Kleppner bereits einige Jahre zuvor vorgeschlagen hatte.^[26] Sie zeigten, dass die Spontanemission von Rydberg-Atomen unterdrückt wurde und so die Lebensdauer des angeregten Rydberg-Zustands verlängert wurde, wenn sich die Atome zwischen elektrisch leitenden Platten befanden, die die mit dem atomaren Übergang resonanten Strahlungsmoden abschirmten.^[27] Ein weiterer Nachweis der Unterdrückung von spontaner Emission war einige Monate zuvor G. Gabrielse und H. Dehmelt gelungen, die zeigen konnten, dass das Abklingen der Zyklotronstrahlung

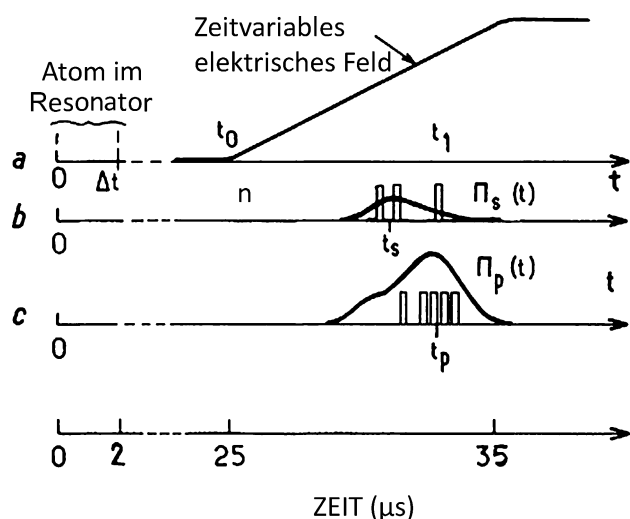


Abbildung 6. Verstärkung der spontanen Emission in einem Resonator: Die Skizze illustriert den experimentellen Zeitablauf. a) Rampe des Ionisationsfeldes; b) Detektion des 23S-Ausgangsniveaus; c) Detektion des 22P-Endzustands. Aus Lit. [25] mit freundlicher Genehmigung der American Physical Society. Online: http://prl.aps.org/abstract/PRL/v50/i24/p1903_1.

eines einzelnen gefangenen Elektrons verlangsamt wurde, wenn es sich innerhalb eines Mikrowellenresonators befand, der durch die Elektroden der Falle gebildet wurde, die zum Fangen des Elektrons diente.^[28]

Eine Eigenschaft unseres Experiments zur Verstärkung spontaner Emission faszinierte mich besonders: Was würde passieren, wenn der Q -Faktor des Resonators so sehr vergrößert würde, dass das emittierte Photon lange genug gespeichert wäre, um von den Atomen absorbiert zu werden? Wie ich in den Unterlagen zu einer Vorlesung vermerkte, die ich 1982 in Les Houches hielt,^[29] sollte dies zu einem umkehrbaren Austausch von Energie zwischen Materie und Feld auf der Ebene einzelner Teilchen führen. Falls sich das Atom anfänglich (zum Zeitpunkt $t=0$) auf dem Niveau e und der Resonator im Vakuumzustand befanden, erwarteten wir, gemäß dem Jaynes-Cummings-Modell, dass das Atom-Feld-System sich zur Zeit t zu einem Zustand $\cos(\Omega_0 t/2) |e,0\rangle + \sin(\Omega_0 t/2) |g,1\rangle$ entwickelt hätte, wobei Ω_0 die sogenannte Vakuum-Rabi-Frequenz bezeichnet und die Symbole in den Kets den Zustand des Atoms und die Zahl der Photonen im Resonator darstellen. Für den Fall, dass der Resonator n Photonen beinhaltete, wurde eine ähnliche Oszillationsercheinung zwischen den Zuständen $|e,n\rangle$ und $|g,n+1\rangle$ erwartet, mit einer entsprechend höheren Frequenz von $\Omega_n = \Omega_0 \sqrt{n+1}$. Falls das Feld des Resonators sich in einer Superposition verschiedener Fock-Zustände befände, erwarteten wir, dass diese Rabi-Oszillation eine Schwebung zwischen den mit verschiedenen Frequenzen schwingenden Komponenten aufweisen würde. Diese Erscheinung wurde von Eberly et al.^[30] vorhergesagt und von uns, wie oben erwähnt, erst 1996 beobachtet. In den frühen 80er Jahren galt uns das Erreichen dieser Situation – heute im Bereich der Resonator-QED als das „Regime starker Kopplung“ bezeichnet – als der „Heilige Gral“.

Wir waren jedoch mit der Verbesserung unserer Spiegel an einem Ende angelangt. Das supraleitende Material war gut, aber die mechanischen Eigenschaften von Niob machten es schwer, die Oberflächen glatt genug zu machen, um die Streuung von Photonen an kleinen Fehlstellen zu vermeiden. Während wir mit diesem technischen Problem zu kämpfen hatten, erhielten wir 1984 Nachricht aus München, dass ein deutscher Kollege, Herbert Walther, gemeinsam mit seinem Doktoranden Dieter Meschede und G. Müller, einem Experten im Bereich der Supraleitung, den „Heiligen Gral“ gefunden hatte! Sie hatten die kluge Idee, die offene Spiegel-Architektur durch einen geschlossenen Zylinder zu ersetzen und sie dadurch unempfindlich gegenüber kleinen Unregelmäßigkeiten an den inneren Wänden zu machen. Die Lebensdauer der Photonen wurde dadurch um mehrere Größenordnungen erhöht.

Indem sie Rydberg-Atome einzeln durch diesen Kasten schickten, verwirklichten sie einen Maser, in dem das Feld durch sukzessive Wechselwirkung mit einzelnen Atomen, die den Apparat kreuzten, einen Gleichgewichtszustand erreichte (Abbildung 7).^[31] Das System arbeitete eindeutig im Regime

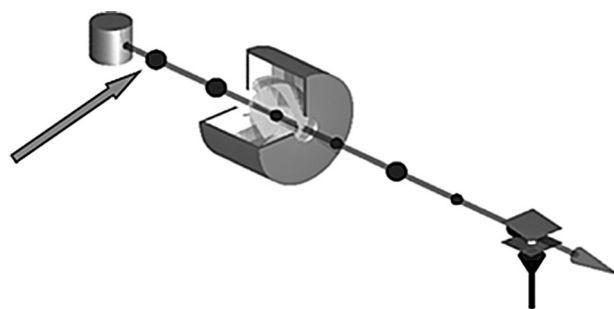


Abbildung 7. Skizze des Münchner Mikromasers: Von einem Laser in einen Rydberg-Zustand angeregte Atome (Pfeil links) durchfliegen einzeln einen zylindrischen, supraleitenden Resonator, bevor sie durch Feldionisation detektiert werden (rechts).

starker Kopplung. Walther nannte es einen „Mikromaser“. In den 80er und 90er Jahren entstanden zahlreiche Forschungsarbeiten über diesem Apparat, sowohl auf theoretischer als auch auf experimenteller Seite.^[32–34] Herbert Walther, der tragischerweise 2006 verstarb, war einer der führenden Köpfe im Bereich der Quantenoptik und leistete mit dem Mikromaser einen entscheidenden Beitrag auf dem Gebiet der Resonator-QED. Dieter Meschede wurde mein Postdoktorand, als ich während der 80er Jahre teilzeitlich an der Yale University arbeitete. Er ist heute Professor für Physik in Bonn und betreibt wunderbare Experimente mit kalten Atomen und im Bereich der Quanteninformation. Unsere Gruppen an der ENS bzw. an der Universität Bonn haben über die Jahre vielfach sowohl Ideen als auch Studenten und Postdoktoranden miteinander getauscht.

Während unserer gemeinsamen Zeit in Yale führten Dieter und ich in Zusammenarbeit mit Edward Hinds, Luigo Moi und unseren Studenten ein Experiment durch, das die Unterdrückung der spontanen Emission eines Atoms zeigte, das sich zwischen zwei Spiegeln aufhielt, die um weniger als eine halbe Wellenlänge des emittierenden Übergangs ge-

trennt waren.^[35] Dieses 1986 ausgeführte Experiment war Teil der Doktorarbeit von Won Jhe, einem hervorragenden koreanischen Studenten, der inzwischen Professor in Seoul wurde. Es stellte eine Versetzung von Kleppners früherem Experiment mit Rydberg-Atomen vom Mikrowellenbereich in die optische Domäne dar.^[27] Im selben Zeitraum leistete meine Gruppe an der ENS einen Beitrag zur Forschung an Mikromasern, indem sie 1987 einen Zwei-Photon-Rydberg-Atom-Maser verwirklichten, der mit einem geschlossenen, zylindrischen Resonator arbeitete, in welchem die Lichtquanten in Paaren emittiert wurden.^[36] (Verwandte Zwei-Photon-Laser wurden bereits einige Jahre zuvor realisiert.)^[37] Der Zwei-Photon-Rydberg-Maser war die Doktorarbeit Michel Brunes, eines ausgezeichneten Studenten, den wir glücklicherweise seit damals als Kollegen in unserer Gruppe behalten konnten.

Zur Zeit dieser Experimente waren wir angesichts der Erfolge der Münchner Gruppe besorgt, dass uns unsere offenen Resonatorspiegel in eine Sackgasse führen würden. Wir zögerten dennoch, definitiv auf eine Architektur mit geschlossenen Spiegeln umzusteigen, da diese zu ernststen Problemen bei den von uns geplanten Experimenten geführt hätte: Die Atome mussten durch kleine Löcher ein- und austreten und daher nahe an metallischen Oberflächen passieren, die elektrische Streufelder produzierten. Die Nähe der Metalloberflächen hatte einen sehr massiven, störenden Einfluss auf die sehr sensiblen Rydberg-Atome, insbesondere wenn diese sich in einer Superposition verschiedener Zustände befanden. Die Phase der Superposition wurde durch die Streufelder stark beeinflusst, was es unmöglich machte, die Quantenzustände der Atome und des Feldes zu kontrollieren. Die alternative Lösung war, bei offenen Resonatoren zu bleiben, bei denen die Atome nicht in die Nähe metallischer Oberflächen kamen – dazu mussten wir aber das Problem der Rauigkeit der Oberflächen lösen. Es hat uns in etwa zwanzig Jahre gekostet, dieses Problem schrittweise zu lösen und die Experimente zur Kontrolle und Manipulation von Photonen zu verwirklichen, die schließlich mit dem Nobelpreis bedacht wurden. Um diese genauer zu beschreiben, werde ich von der historischen Erzählweise abgehen und eine didaktisch geeignetere Herangehensweise wählen. Ein Überblick über die frühen Resonator-QED-Experimente bietet ein Artikel in *Physics Today*, den ich 1989 gemeinsam mit Daniel Kleppner verfasste.^[38]

Photonen zählen, ohne sie zu zerstören: ein neuer Photonenkasten und zirkuläre Rydberg-Atome

Ende der 80er Jahre wurde es unser Ziel, Photonen in einem Resonator mit hohem Q-Faktor zu erzeugen und sie zu beobachten und zu manipulieren, ohne sie dabei zu zerstören. Um diesen Kraftakt zu meistern, mussten wir eine Schwierigkeit überwinden: Üblicherweise gehört die Detektion von Licht zu der Art von „postmortem“-Prozessen, auf die Schrödinger in jenem Zitat anspielte, das ich im ersten Teil dieser Vorlesung erwähnte. Wenn man Licht sieht, werden die Photonen, die das Auge, die Kamera oder den Photodetektor treffen, durch den photoelektrischen Effekt in ein Elektron

oder eine Form von elektrischem Strom verwandelt und im Zuge dieses Prozesses zerstört. Die Situation unterscheidet sich nicht grundsätzlich von jener bei hochenergetischen Kollisionen in einer Nebelkammer oder einem Teilchenbeschleuniger. Licht zu sehen, entspricht dem Aufsammeln der Rückstände von Photonen, die mit einer photo-sensitiven Oberfläche kollidieren. Wenn man einen Klick auf seinem Photonenzähler registriert, existiert das Photon bereits nicht mehr; es wurde ersetzt durch Vakuum – anstelle eines Photons, null!

Wonach wir stattdessen suchten war ein Prozess, bei dem ein Klick in unserem zerstörungsfreien Detektor das Photon intakt ließe, und der uns daher erlauben würde, die Messung an demselben Photon wieder und wieder durchzuführen. Die Idee einer solchen zerstörungsfreien Quantenmessung (quantum non-demolition measurement; QND) der elektrischen Feldenergie wurde in den 70er Jahren von V. Braginsky und Mitarbeitern vorgeschlagen.^[39] Um diese Methode für die Zählung von Lichtquanten zu adaptieren, wurde eine spezielle Art von atomarem Detektor benötigt, der für Strahlung transparent, aber dennoch empfindlich genug war, um den Einfluss eines einzelnen Photons zu registrieren. Außerdem benötigten wir einen sehr guten Photonenkasten, eine offene Struktur, die die Photonen für sehr lange Zeit speicherte und uns ermöglichte, die Messung wieder und wieder mit Atomen durchzuführen, die den Photonenkasten einzeln hintereinander durchfliegen. Das führte uns zurück zu Einsteins Photonenkasten, aber in einem grundlegend neuen Zusammenhang.

Der Kasten, den wir im Sinn hatten, entspricht nicht jenem, den Bohr vor 85 Jahren gezeichnet hat. Interessanterweise ist er aber an eine Uhr gekoppelt – eine in der Tat sehr besondere Uhr, wie unten beschrieben wird. Die Behebung der Mängel des Resonators, die uns seit den 80er Jahren plagten, geschah durch schrittweise Verbesserungen. Zunächst gelang es uns, Photonenlebensdauern von einigen hundert Mikrosekunden bis zu einer Millisekunde zu erreichen, indem wir die Niobspiegel mit einem Aluminiumring umgaben, der die an den Spiegelfehlern gestreuten Photonen zurück in die Resonatormode reflektierte. Der eigentliche Durchbruch gelang allerdings durch eine Zusammenarbeit mit den Wissenschaftlern des Center of Atomic Energy (CEA) in Saclay. Diese arbeiteten an supraleitenden Resonatoren für Teilchenbeschleuniger und waren Experten in der Entwicklung von Mikrowellenresonatoren mit hohem Q-Faktor, wenn auch bei kleineren Frequenzen als jenen, mit denen wir arbeiteten (ca. 50 GHz). Mit ihrer Hilfe stellten wir schließlich Spiegel aus Kupfer her, die mit hoher Präzision bearbeitet werden konnten und über eine Oberflächenrauigkeit von nur einigen wenigen Nanometern verfügten, und beschichteten diese mittels Sputtering mit einem dünnen Film aus supraleitendem Niob. Indem wir auf diese Weise eine präzise Geometrie mit hoher elektrischer Leitfähigkeit kombinieren konnten, erhielten wir Spiegel mit quasi-sphärischen Oberflächen, deren Qualität sich durch Verfeinerung unseres Verfahrens stetig verbesserte. Dadurch wurde auch der die Spiegeln umgebende Aluminiumring überflüssig. Wir erreichten schließlich im Jahr 2006 eine Lebensdauer von 130 Millisekunden^[40] in einer vollständig offenen Resonator-

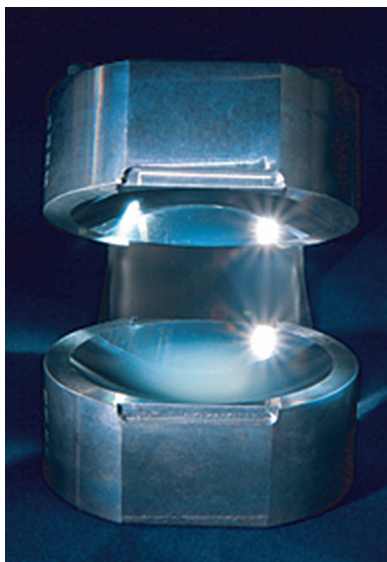


Abbildung 8. Der ENS-Photonenkasten (Photo von Michel Brune). Die Spiegel haben einen Durchmesser von 5 cm und einen Abstand von 2.7 cm (zur besseren Sichtbarkeit haben sie auf diesem Bild einen größeren Abstand als im eigentlichen experimentellen Aufbau).

Struktur (Abbildung 8). Die Photonen legen ca. 40 000 km auf einer gefalteten Trajektorie zwischen diesen Spiegeln zurück und überleben lange genug, um mit tausend Atomen, die den Resonator einzeln durchqueren, in Wechselwirkung zu treten.

Um die Photonen zu untersuchen, schicken wir eine spezielle Sorte von Rydberg-Atomen, sogenannte zirkuläre Rydberg-Atome, durch den Resonator. Bei diesen Atomen befinden sich die äußersten Elektronen-Orbits auf Kreisbahnen mit einem Durchmesser, der ca. tausendmal größer ist als bei gewöhnlichen Atomen im Grundzustand. Diese angeregten Rydberg-Atome werden mittels Laser- und Radiofrequenzanregung präpariert, basierend auf einer modifizierten Version^[41] des von Daniel Kleppner und Randy Hulet 1983 am MIT erfundenen Verfahrens.^[42] Gemäß der Quantentheorie ist das kreisende Rydberg-Elektron auch eine Welle, mit einer zugehörigen de-Broglie-Wellenlänge. Die Bedingung für einen stabilen Orbit ist, dass die Länge des Umfangs des Orbits einem ganzzahligen Vielfachen dieser Wellenlänge entspricht. Dieser als Hauptquantenzahl bezeichnete Quotient aus Umfang und de-Broglie-Wellenlänge beträgt in unseren Experimenten 51 oder 50 (diese beiden Rydberg-Zustände werden als *e* bzw. *g* bezeichnet). Der Vorteil dieser zirkulären Rydberg-Zustände mit maximalem Drehimpuls gegenüber den Zuständen mit kleinem Drehimpuls, die wir in unseren früheren Experimenten verwendeten, ist ihre sehr lange natürliche Lebensdauer in der Größenordnung von 30 Millisekunden für Zustände mit Hauptquantenzahlen 50 oder 51. Diese lange Lebensdauer, die in etwa von derselben Größenordnung wie die Lebensdauer der Photonen in unserem Resonator ist, gestattet uns, in erster Näherung, die atomaren Zerfallsprozesse während der Wechselwirkung der Atome mit dem Resonator zu vernachlässigen.

In den *e* und *g* Rydberg-Zuständen hat die kreisende de-Broglie-Welle eine einheitliche Amplitude, was eine La-

dungsverteilung des Elektrons zur Folge hat, deren Schwerpunkt auf den Atomkern zentriert ist, woraus sich wiederum ein elektrisches Dipolmoment von null ergibt (siehe Abbildung 9a). Um ein von null verschiedenes, elektrisches Dipolmoment zu präparieren, kann das Atom mittels eines re-

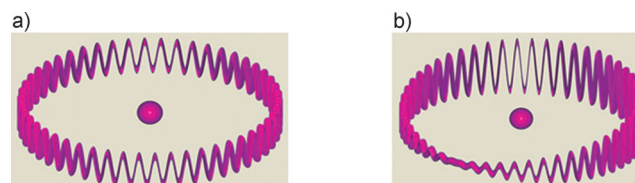


Abbildung 9. Wellenfunktion des Elektrons eines zirkulären Rydberg-Atoms: a) In einem Energie-Eigenzustand hat die de-Broglie-Wellenfunktion des Elektrons eine gleichmäßige Amplitude entlang des kreisförmigen Orbits, was zu einem elektrischen Dipolmoment von null führt. b) Bei einer Superposition benachbarter zirkulärer Rydberg-Zustände interferieren die de-Broglie-Wellen konstruktiv auf einer Seite des Orbits und destruktiv auf der anderen, was ein Netto-Dipolmoment zur Folge hat, das in der Orbitalebene rotiert.

sonanten Mikrowellenpulses in eine Superposition aus den beiden benachbarten Zuständen *e* und *g* gebracht werden, denen eine Wellenfunktion mit 51 bzw. 50 Wellenbäuchen entspricht. Diese Superposition von Zuständen kann man als „Schrödingerkatze“ bezeichnen, da sie ein Atom impliziert, das sich gleichzeitig in zwei verschiedenen Zuständen befindet. Dies erinnert an die berühmte Katze, die in der Vorstellung Schrödingers zwischen Leben und Tod schwebte. Ein besserer Name wäre „Schrödingerkätzchen“, da es aus nur einem einzelnen Atom besteht und folglich sehr klein ist. Die beiden de-Broglie-Wellen, die dieses Kätzchen bilden, interferieren konstruktiv auf der einen Seite des Elektronenorbits und destruktiv auf der gegenüberliegenden Seite, was zu einem Netto-Dipol führt, der in der Orbitalebene mit 51 GHz rotiert (Abbildung 9b). Dieser Dipol verhält sich wie eine rotierende Antenne, die extrem empfindlich auf Mikrowellenstrahlung reagiert. Man könnte sie auch als den rotierenden Zeiger einer Uhr beschreiben, die mit 51 GHz tickt.

Wenn Mikrowellenstrahlung, die mit dem Übergang zwischen den Zuständen *e* und *g* nicht resonant ist, auf das Atom einwirkt, kann sie von diesem nicht absorbiert werden – folglich bleiben die Photonen intakt, wodurch der für unser Experiment unentbehrliche, zerstörungsfreie Charakter der Messung sichergestellt ist. Jedoch verschiebt das nicht-resonante Licht die atomaren Energieniveaus leicht und ändert so die Rotationsfrequenz des atomaren Dipols, unseres „Uhrzeigers“. Dieser als Lichtverschiebung („light shift“) bekannte Effekt wurde 1961 von Claude Cohen-Tannoudji in seinen bahnbrechenden Untersuchungen auf dem Gebiet des optischen Pumpens entdeckt.^[43] Die Lichtverschiebung ist proportional zur Feldenergie, d. h. zur Zahl der Photonen. Da die Lichtverschiebung invers proportional zur Verstimmung zwischen Atom und Resonator ist, lässt sie sich maximieren, indem man den Resonator möglichst nahe an die atomare Resonanz stimmt (typischerweise einige hundert kHz entfernt von der Frequenz des im Experiment verwendeten atomaren Übergangs), aber dennoch weit genug entfernt, um

jegliche Absorptions- und Emissionsprozesse von Photonen zu vermeiden. Im Falle von Rydberg-Atomen ist der Effekt pro Photon sehr groß und kann dazu führen, dass der atomare Dipol nach dem Verlassen des Resonator einen Phasenschub von bis zu 180° aufweist, d.h., der Dipol springt in die entgegengesetzte Richtung, wenn sich die Photonenzahl um eine Einheit ändert. Die Messung dieses Phasenschubs entspricht der Messung der Photonenzahl, ohne die Lichtquanten zu zerstören. Ich möchte festhalten, dass die Lichtverschiebung eine entscheidende Rolle in vielen anderen Experimenten im Bereich der Atomphysik und der Quantenoptik spielt. Sie liegt den Methoden zugrunde, die verwendet werden, um Atome mit Laserlicht zu fangen und zu kühlen, für die Claude Cohen-Tannoudji, William Phillips und Steven Chu 1997 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurden.^[44–46]

Um die Lichtverschiebung zu messen, folgten wir einem Vorschlag aus dem Jahr 1990.^[47] Wir konstruierten ein Atominterferometer um unseren photonenspeichernden Resonator (Abbildung 10). Die Atome, die im Kasten O im zirkularen Zustand e präpariert werden, kreuzen einzeln den Resonator C, bevor sie anschließend im Feldionisationsdetektor D erfasst werden. Entscheidend für das Experiment sind zwei unterstützende Mikrowellenzonen R_1 und R_2 , die den zentralen Resonator C umgeben. In der ersten, R_1 , werden die Atome in einen Superpositionszustand aus e und g gebracht, einen „Schrödingerkatzen-Zustand“. Dieses Vorgehen entspricht dem Starten einer Stoppuhr und gibt dem atomaren Dipol, dem Uhrzeiger, seine anfängliche Richtung. Der atomare Dipol rotiert dann während das Atom den Resonator durchfliegt, bis ein zweiter Mikrowellenpuls, der in R_2 eingestrahlt wird, verwendet wird, um die Richtung des atomaren Dipols am Resonatorausgang zu bestimmen und so den Phasenschub der Uhr zu messen.

Die Kombination der zwei getrennten Mikrowellenresonatoren, R_1 und R_2 , ist als Ramsey-Interferometer bekannt. Die Vorrichtung wurde 1949 von Norman Ramsey (dem späteren Doktorvater von Daniel Kleppner und David Wineland) erfunden.^[48] Die Methode aufeinanderfolgender Feldpulse wird heute in allen Atomuhren eingesetzt, die mit Mikrowellenübergängen zwischen zwei Hyperfeinstruktur-niveaus arbeiten. Die Anregung durch zwei aufeinanderfolgende Pulse führt zu einer sinusförmigen Modulation der Übergangswahrscheinlichkeit, wenn die Mikrowellenfrequenz um die Resonanz herum variiert wird. Dieses sogenannte „Ramsey-Interferenz-Signal“ wird verwendet, um die Mikrowellenfrequenz an den atomaren Übergang zu koppeln. In unserem Experiment zählt das Ramsey-Interferometer Photonen, indem es die Störung detektiert, die diese an den Interferenzstreifen einer speziellen Atomuhr verursachen, die Rydberg-Atome verwendet, die auf Mikrowellen empfindlich sind.^[49] Falls der Phasenschub pro Photon auf 180° eingestellt wird, werden die Ramsey-Interferenzstreifen eine halbe Periode versetzt, wenn sich die Photonenzahl um eins ändert. Das

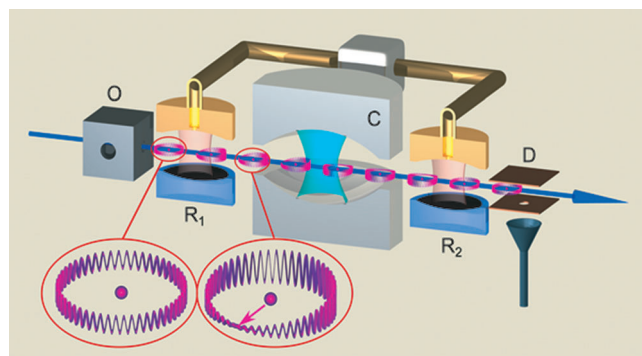


Abbildung 10. Das Cavity-QED-Ramsey-Interferometer. Der Einschub zeigt den Umriss eines zirkularen Rydberg-Atoms in einem Energie-Eigenzustand (links) und in einem Superpositionszustand nach erfolgter Wechselwirkung mit einem Mikrowellenpuls in R_1 (rechts). Aus Lit. [49] mit freundlicher Genehmigung der American Physical Society.

Interferometer wird auf ein Interferenzmaximum eingestellt, sodass das Atom im Zustand e angetroffen wird, falls sich ein Photon im Resonator befindet. Der zweite Puls wandelt dann die Zustandsüberlagerung des den Resonator C verlassenden Atoms entweder in den Zustand e (falls ein Photon im Resonator ist) oder in den Zustand g (falls sich kein Photon im Resonator befindet). Der jeweilige Zustand wird am Ende mit dem Feldionisationsdetektor registriert. Die Endzustände g oder e des Atoms sind daher mit der Photonenzahl 0 bzw. 1 korreliert.

Abbildung 11 zeigt die Detektionsereignisse (g und e werden als blaue bzw. rote Balken dargestellt) von Atomen, die einen auf 0.8 K gekühlten Resonator durchfliegen, der, gemäß dem Planckschen Strahlungsgesetz, entweder Vakuum (95 % der Zeit) oder ein einzelnes Photon (5 % der Zeit) enthält.^[50] Man kann deutlich erkennen, wenn ein Photon im Resonator auftaucht, dort eine Zeit verweilt und schließlich verschwindet. Aufgrund von experimentellen Unvollkommenheiten und des statistischen Rauschens ist die Korrelation zwischen der Photonenzahl und dem atomaren Signal nicht perfekt, aber ein einfacher Mehrheitstest gestattet uns, die Entwicklung der Photonenzahl eindeutig zu rekonstruieren (siehe untere Kurve in Abbildung 11). Die plötzliche Änderung der Photonenzahl ist ein Quantensprung, eine Erscheinung, die schon vor langer Zeit von der Quantentheorie vorhergesagt wurde, und die, wie von David Wineland in seinem Vortrag beschrieben, in den 80er Jahren in Ionenfallen

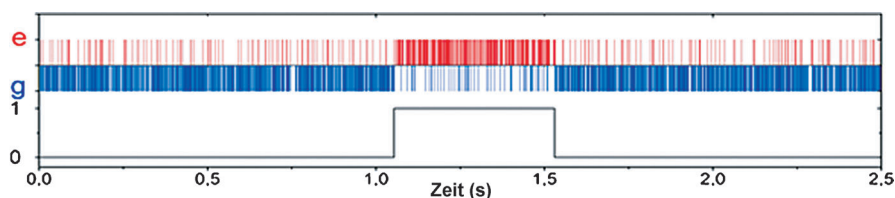


Abbildung 11. QND-Messung eines einzelnen Photons: Die Folge von Einzelatom-Detektionen (obere Kurve) zeigt die plötzliche Änderung der Photonenzahl (untere Kurve) und offenbart „Geburt“, „Leben“ und „Tod“ eines einzelnen Lichtquants. Die Lebensdauer der Photonen ist zufällig, wobei die mittlere Abklingzeit des Resonators 130 ms beträgt. Das abgebildete Photon hatte eine außergewöhnlich lange Lebensdauer von ungefähr 500 ms. Aus Lit. [50] mit freundlicher Genehmigung von Macmillan Publishers Ltd.

beobachtet wurde. Hier wurde der Effekt das erste Mal für Lichtquanten beobachtet. Die Abbildung zeigt auch, dass dasselbe Photon zwischen zwei Quantensprüngen von hunderten Atomen gesehen wird, was beweist, dass es sich bei unserer Methode um eine zerstörungsfreie Quantenmessung (QND) des Feldes handelt. Man beachte, dass die Sprünge des Feld-Oszillators eine große Ähnlichkeit mit den Quantensprüngen zwischen den Oszillator-Zuständen eines einzelnen Elektrons im Zyklotron aufweisen, die ebenfalls mittels eines QND-Verfahrens beobachtet wurden.^[51]

Unsere Methode der Photonenanzahl lässt sich auch auf größere Zahlen von Lichtquanten ausweiten.^[52] Wir beginnen mit der Einspeisung eines kleinen kohärenten Feldes in den Resonator, das sich aus einer Superposition von Fock-Zuständen zwischen 0 und 7 zusammensetzt. Das Feld entsteht, indem ein von einer klassischen Quelle ausgestrahlter Mikrowellenpuls an den Kanten der Resonatorspiegel gestreut wird. Das führt zum Einfang einiger weniger Photonen, die zwischen den Spiegeln bis lange nach dem Abschalten der Quelle überleben. Wir müssen dann lediglich eine Reihe von Atomen durch den Resonator senden, wobei jedes Atom ein Bit an Information befördert. Der Phasenschub pro Photon wird auf einen Wert optimiert, bei dem verschiedene Photonen Zahlen deutlich unterschiedlichen Ausrichtungen des Dipols am Resonatorausgang entsprechen. Zu Beginn des Experiments verfügen wir über keine Informationen über die Zahl der Photonen und nehmen daher eine flache Verteilung mit identer Gewichtung der Wahrscheinlichkeiten für 0–7 Photonen an, wie an den Histogrammen in Abbildung 12a und 12b zu sehen ist. Während die Atome nacheinander Informationen liefern, entwickelt sich unser Wissensstand über das Feld, bis am Ende eine einzelne Photonenanzahl festgelegt ist. (Die beiden Höchstwerte am rechten Rand von Abbildung 12a und 12b entsprechen $n=5$ bzw. $n=7$ Photonen.)

Die Entwicklung der abgeleiteten Wahrscheinlichkeitsverteilung ergibt sich aus einer Bayes'schen Argumentation, die in Lit. [4] detailliert dargelegt wird: Jede Messung eines Atoms liefert Information über die Ausrichtung des atomaren Dipols und erlaubt uns eine Aktualisierung unseres Wissensstandes über die Verteilung der Zahl der Photonen. Das Experiment zeigt sozusagen in Echtzeit den messbedingten „Kollaps der Wellenfunktion“, der hier als fortschreitender Prozess erscheint, der eine flache Verteilung in einen einzelnen scharfen Wert verwandelt. Das Feld, das sich anfänglich in Superposition aus verschiedenen Photonenzahlen befindet, wird alleine durch den Informationszuwachs auf einen Zustand mit klar definierter Photonenzahl und Energie – einen sogenannten Fock-Zustand – projiziert. Der Prozess ist zufällig, wie an den beiden in Abbildung 12a und 12b gezeigten Durchführungen des Experiments zu sehen ist, die zu unterschiedlichen Resultaten kommen. Die statistische Verteilung einer großen Zahl von Messungen entspricht der Wahrscheinlichkeitsverteilung des Anfangszustandes (Abbildung 13). Sie befolgt, wie für einen von einer klassischen Quelle erzeugten, kohärenten Zustand zu erwarten, das Poissonsche Gesetz.^[53]

Sobald eine Photonenzahl determiniert wurde, kann die weitere Entwicklung des Zustands durch kontinuierliche Messungen mit aufeinanderfolgenden Atomen beobachtet

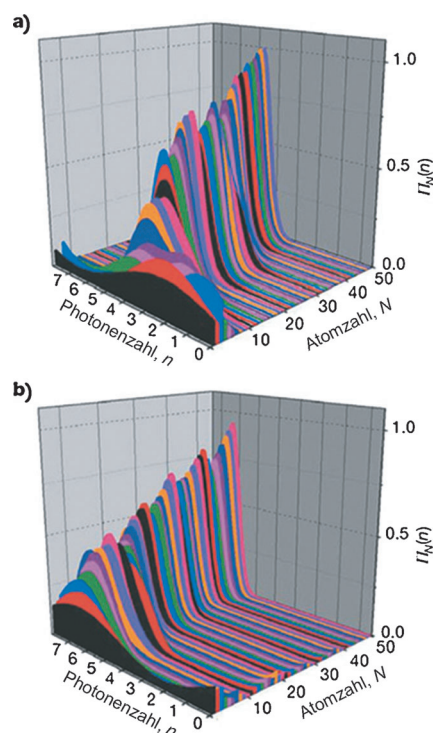


Abbildung 12. Schrittweiser Kollaps des Feldzustands durch QND-Photonenzählung: a) Entwicklung der errechneten Photonenanzahl-Wahrscheinlichkeitsverteilung mit zunehmender Zahl detektierter Atome in einem Experiment, das zu einem Fock-Zustand mit $n=5$ führt; b) Entwicklung der gleichen Wahrscheinlichkeitsverteilung, die zu $n=7$ führt. Aus Lit. [52] mit freundlicher Genehmigung von Macmillan Publishers Ltd.

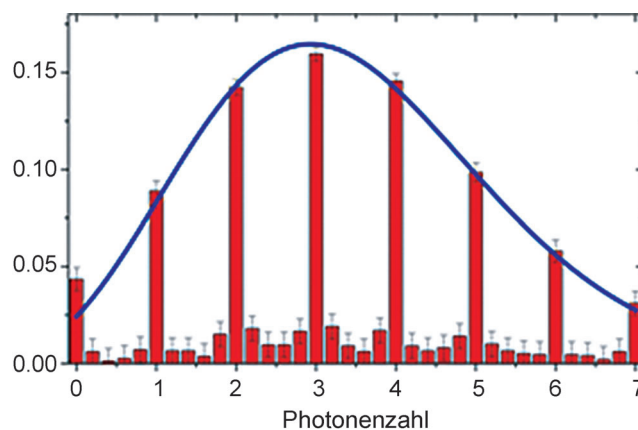


Abbildung 13. Photonenanzahlverteilung eines kohärenten Zustands mit einer durchschnittlichen Anzahl von 3.4 Photonen, der aus einer statistischen Analyse von 3000 QND-Messungen rekonstruiert wurde. Aus Lit. [52] mit freundlicher Genehmigung von Macmillan Publishers Ltd.

werden. Dabei beobachten wir eine Folge von Quantensprüngen, die das Feld aufgrund von Verlusten von Photonen an den Wänden des Resonators unaufhaltsam zurück in den Vakuumzustand führen.^[52] Abbildung 14 zeigt die Trajektorien von Feldern mit anfangs unterschiedlicher Photonenzahl. Eine statistische Analyse dieser Trajektorien ermöglichte uns die Messung der Lebensdauer der Fock-Zustände. Die von Experiment zu Experiment fluktuierenden Lebensdauern

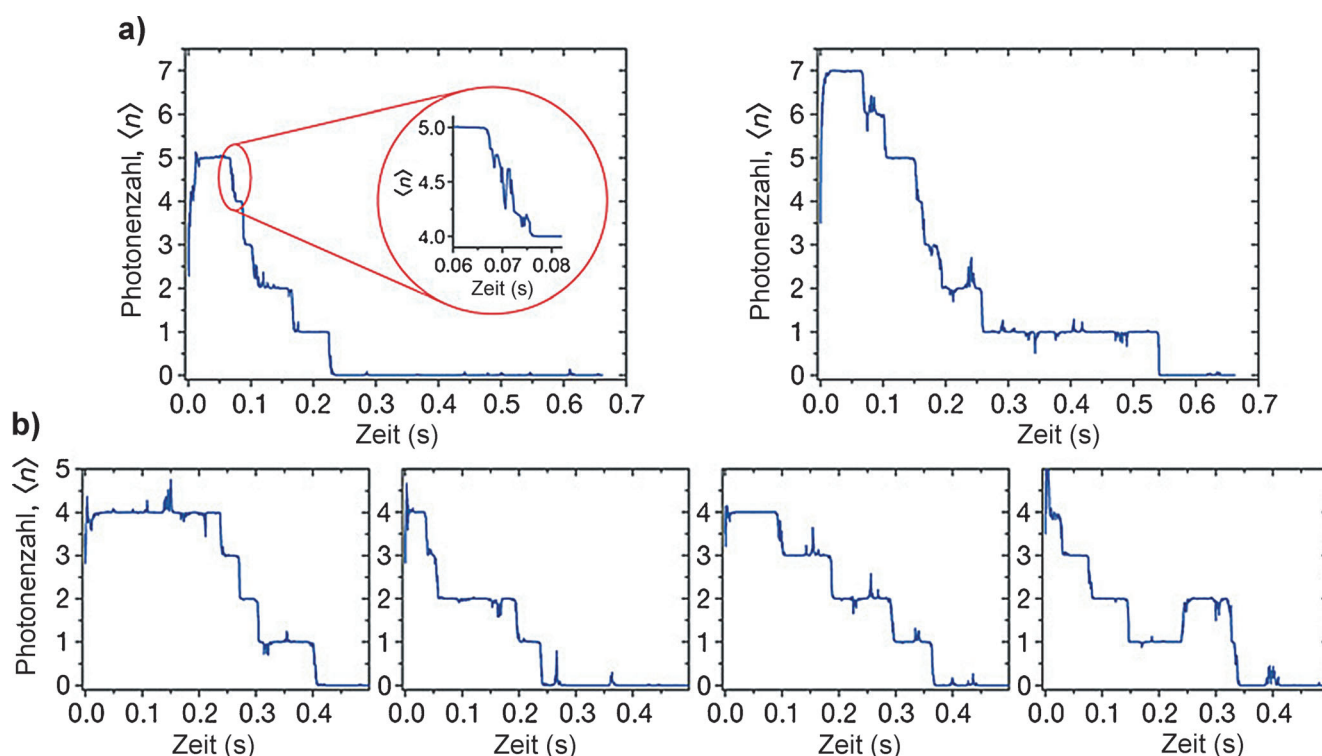


Abbildung 14. Mittels QND-Photonenzählung aufgenommene Quantensprünge des Feldes: a) Entwicklung der Photonenzahl nach einem Feldkollaps zu $n=5$ (links) und $n=7$ (rechts). Die Vergrößerung im Einschub zeigt, dass die Messung eines Quantensprungs der Detektion mehrerer Atome während eines Zeitintervalls von mehreren Millisekunden bedarf. b) Vier beliebige, auf einen Feldkollaps nach $n=4$ folgende Photonenzahlverläufe. Die verschiedenen Aufnahmen illustrieren die fluktuierende Natur des Abklingprozesses des Feldes. Die rechte Spur weist einen aufwärtsgerichteten Sprung auf, der die Folge des zwischenzeitlichen Auftauchens eines thermischen Photons im (auf 0.8 K gekühlten) Resonator ist. Aus Lit. [52] mit freundlicher Genehmigung von Macmillan Publishers Ltd.

eines n -Photonen-Zustandes folgen einer Exponentialverteilung mit der Zeitkonstante T_c/n , wobei T_c die Abklingzeit der Feldenergie des Resonators ist.^[54] Die $1/n$ -Abhängigkeit der Lebensdauer ist Ausdruck der steigenden Fragilität dieser nicht-klassischen Strahlungszustände wenn ihre Energie zunimmt. Sie teilen diese Eigenschaft mit photonischen Schrödingerkatz-Zuständen (siehe unten).

Quantenrückkopplung

Die Fähigkeit, ein Quantensystem zu messen, ohne es zu zerstören, eröffnet die Möglichkeit, auf es zurückzuwirken und es deterministisch in Richtung eines gewünschten Zustands zu treiben. Bald nach Verwirklichung unserer QND-Zählexperimente schlugen wir vor, diese Quantenrückkopplung einzusetzen, um das Quantenfeld zu „zähmen“, d. h., es in einem vorbestimmten Fock-Zustand zu präparieren und für beliebige Zeit dort zu halten.^[55] Wir haben anschließend zwei Versionen dieses Experiments realisiert.^[56,57] Das Ramsey-Interferometer, das als Photonenzähler fungiert, wird als Sensor verwendet, der Informationen an einen Computer liefert, der in Echtzeit den Feldzustand beurteilt und entscheidet, auf welche Weise darauf einzuwirken ist, um ihn in die Richtung des gewünschten Zielzustands zu lenken. Sobald dieser Zustand erreicht wurde, überwacht das System die Quantensprünge und korrigiert deren Auswirkungen

sofort, indem es das System in den Zielzustand zurückbringt. Die Methode ist mit Jonglieren vergleichbar. Der Jongleur betrachtet die Bälle, die er auf einer idealen Bahn halten möchte. Seine Augen sind die Sensoren und die visuelle, vom Gehirn verarbeitete Information wird verwendet, um die Korrekturmaßnahmen seiner Hände, der Aktuatoren, zu bestimmen. In der Quanten-Version, werden die klassischen Bälle durch Photonen ersetzt, die zwischen den Spiegeln reflektiert werden. Das Ramsey-Interferometer dient als „Quanten-Auge“, mittels dem das „Computergehirn“, das das Experiment kontrolliert, über den Zustand des Feldes informiert wird.

Der Quantenjongleur sieht sich allerdings einer Herausforderung gegenüber, die im klassischen Spiel fehlt: Während das Anschauen der Bälle keinen Einfluss auf diese hat, führt die bloße Beobachtung der Photonen, wie vom Projektions-Postulat der Quantenphysik gefordert, zu einer unvermeidbaren Rückwirkung. Diese Rückwirkung ist zufällig, da der Effekt von dem nicht vorhersagbaren Ergebnis der Messung abhängt. Sobald jedoch ein Atom detektiert wurde, ist die Rückwirkung auf das Feld durch die dem Messergebnis entsprechende Projektion des Feldzustands gegeben. Der Computer kann daher, basierend auf den fortlaufenden Messungen, den Feldzustand in Echtzeit aktualisieren. Bei jedem Schritt schätzt er die Entfernung zwischen dem tatsächlichen Zustand und dem Zielzustand ab und errechnet eine entsprechend angepasste Reaktion, um diesen Abstand zu ver-

ringern. Wie bei klassischem Feedback, ist das Verfahren in Form eine Schleife verwirklicht, die eine Folge von Detektionen und Korrekturen beinhaltet und ausgeführt wird, bis das Ziel erreicht ist. Die Schleife wird anschließend weiter ausgeführt, um Quantensprünge zu erfassen und deren Auswirkungen zu korrigieren.

Wodurch wird die „Hand“ in diesem Jonglier-Spiel dargestellt? In einer Version des Experiments^[56] wird dazu eine Mikrowellenquelle verwendet, die periodisch kleine Mikrowellenpulse in C einspeist, die, abhängig von ihrer Phase, die Feldamplitude vergrößern oder verkleinern. In einer anderen Version^[57] ist der Aktuator in Form von Atomen verwirklicht, die exakt in Resonanz mit C gestimmt sind. Diese emittieren (sofern sie C im Zustand e erreichen) oder absorbieren (sofern sie sich in g befinden) ein Photon. Um die Atome während der Korrektur-Abschnitte der Rückkopplungsschleife in Resonanz zu bringen, werden die Verstimmung zwischen den Atomen und dem Resonatorfeld vorübergehend aufgehoben und die Ramsey-Pulse R_1 und R_2 deaktiviert. Eine Rückkopplungsschleife umfasst ein Bündel von einigen Sensor-Atomen, dem ein Bündel von einigen Aktuator-Atomen folgt. In Abbildung 15 sind Rückkopplungssignale abgebildet, die einer Stabilisierung eines Fock-Zustands mit $n = 4$ mittels Atomen entsprechen. Der Resonator ist anfänglich im Vakuumzustand, und der Computer ordnet mehrere Emitter-Atome an, um das Feld aufzubauen – solange bis der Zielzustand erreicht ist. Photonsprünge, die später geschehen, werden ebenfalls durch Emitter-Atome korrigiert. Wenn die Korrektur das Ziel überschießt, werden

Absorber-Atome verwendet. Im Durchschnitt ist die Photonenzahl stabil, mit kleinen Schwankungen um den Zielwert. Diese Experimente eröffnen neue Perspektiven für die deterministische Präparation bzw. die Konservierung gegenüber Dekohärenz auch anderer, nicht-klassischer Strahlungszustände.

Rekonstruktion des Feldzustands

Vielfach wiederholte QND-Messungen am selben Feld ermöglichen uns die Rekonstruktion der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Photonenzahl $P(n)$ dieses Feldes, die, im Falle eines kohärenten Feldes, einer auf die mittlere Photonenzahl $\langle n \rangle$ zentrierten Poisson-Verteilung entspricht (siehe Abbildung 13). Diese $P(n)$ -Histogramme liefern allerdings nur einen Teil der Information über das Feld. Während sie die Lichtintensität und deren Fluktuation beschreiben, sind sie gegenüber der Kohärenz des Feldes unempfindlich. Im Allgemeinen wird ein Feldzustand durch eine Dichtematrix ρ beschrieben, deren Diagonalelemente ρ_{nn} in der Fock-Basis den $P(n)$ -Wahrscheinlichkeiten entsprechen und deren nicht-diagonale Elemente $\rho_{nn'}$ die Feldkohärenzen beschreiben. Bezogen auf die Photonenzahl handelt es sich bei den $P(n)$ -Wahrscheinlichkeiten um „1D“-Objekte, wohingegen die $\rho_{nn'}$ -Kohärenzen „2D“-Objekte sind. Die Rekonstruktion der Kohärenzen aus der Messung der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Photonenzahl, d. h. der Übergang von 1D auf 2D bei der Darstellung des Feldes, ist vergleichbar mit dem Übergang von 2D zu 3D in der Photographie.

Die Verteilung der Photonenzahl eines Feldzustands ist tatsächlich wie ein flaches Photo, das man dadurch erhält, dass man die Lichtintensität aufnimmt, die das Objekt in die Kamera streut. Um eine zusätzliche Dimension hinzuzufügen und eine vollständige Rekonstruktion zu erzielen, muss man ein Hologramm erstellen, indem man zu der von der Lichtintensität gelieferten Information auch Phaseninformation hinzufügt.^[58] In der Photographie wird das durch Interferenz des gestreuten Lichts mit einem Referenzstrahl erzielt – als solcher dient ein kleiner Teil des Laserlichts, mit dem das Objekt beleuchtet wird. Das auf dem Hologramm aufgenommene Interferenzmuster ist die Fourier-Transformierte des Objekts. Wenn es mit einem Laserstrahl beleuchtet wird, der dem zur Aufnahme verwendeten ähnelt, reproduziert das Hologramm das Aussehen des Objekts durch inverse Fourier-Transformation.

In ähnlicher Weise kann durch Mischung des Feldes mit Referenzfeldern verschiedener Phasen und Amplituden und Rekonstruktion der Verteilung der Photonenzahl dieser Felder die volle, „zweidimensionale“ ρ_{nn} -Information, die im Quantenzustand eines Feldes enthalten ist, rekonstruiert

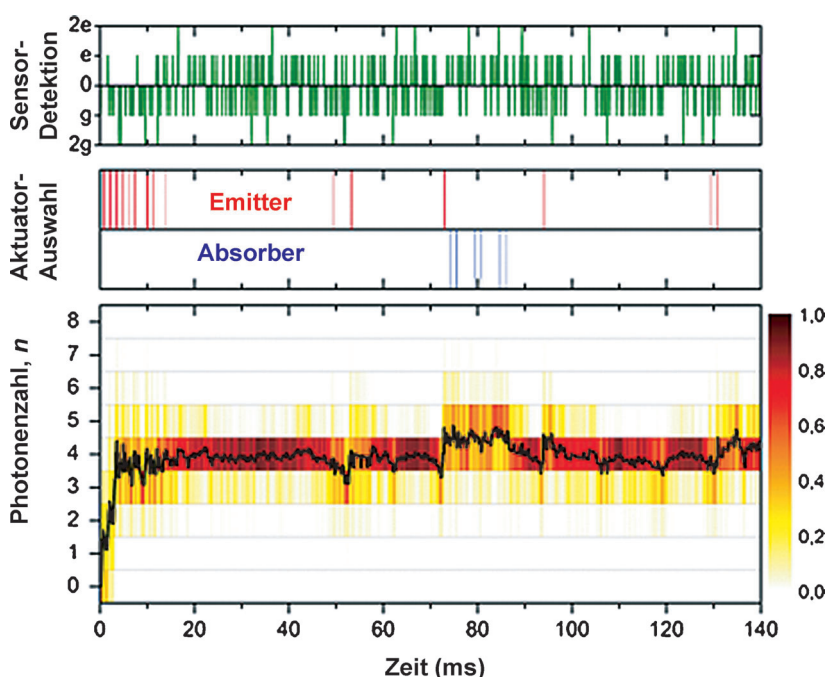


Abbildung 15. Stabilisierung eines Fock-Zustands mit $n = 4$ durch Quantenrückkopplung. Der obere und der mittlere Rahmen zeigen Folgen von Sensor- und Aktuator-Atomen (Sensor-, Emitter- und Absorber-Atome sind grün, rot bzw. blau dargestellt). Der untere Rahmen zeigt die resultierende Entwicklung der Photonenzahlverteilung, wie sie von dem das Experiment steuernden Computer errechnet wurde (die der Farbskala entsprechenden Wahrscheinlichkeiten sind rechts abgebildet). Aus Lit. [57] mit freundlicher Genehmigung der American Physical Society. Online: <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v108/i24/e243602>.

werden. Dieses Verfahren nennt sich Quanten-Tomographie.^[59] In unseren Resonator-QED-Experimenten wird das Rydberg-Atom-Ramsey-Interferometer verwendet, um diese Zustandsrekonstruktionen durchzuführen.^[60] Zunächst werden idente Kopien des Feldes präpariert, die dann mit dem von einer klassischen Quelle erzeugten Referenzfeld gemischt werden. Anschließend wird eine QND-Photonenzählung der resultierenden gemischten Felder vorgenommen. Die aus vielen Wiederholungen mit Referenzfeldern unterschiedlicher Phase und Amplitude gesammelten Daten enthalten genug Information, um ρ zu rekonstruieren.

Um den Feldzustand darzustellen, ist es vorteilhaft, anstelle von ρ eine alternative Beschreibung zu wählen. Der Feldzustand ist formal äquivalent zum Zustand eines mechanischen Oszillators, der sich in einem parabolischen Potential entwickelt. Dessen Zustand lässt sich durch eine reelle Wigner-Funktion im Oszillator-Phasenraum darstellen.^[4,61] (Die Koordinaten in diesem Raum sind die Position x und der Impuls p des fiktiven Oszillators und entsprechen den „Feldquadraturen“.) Diese Funktion, die das klassische Konzept der Wahrscheinlichkeitsverteilung im Phasenraum auf das Quantenfeld verallgemeinert, enthält dieselbe Information wie die Dichtematrix ρ , mit der sie über eine Fourier-Transformation verbunden ist. Um bei der Analogie zur Holographie zu bleiben: Die Wigner-Funktion verhält sich zur Dichtematrix, wie das Hologramm zum direkten Bild des Objekts. Ihre Interferenzmuster offenbaren unmittelbar die wichtigsten Eigenschaften des Quantenfelds.

Abbildung 16 zeigt die Wigner-Funktion von zwei Feldzuständen, die experimentell mittels Ramsey-Interferometrie rekonstruiert wurden.^[60] In Abbildung 16a ist die Wigner-Funktion eines kohärenten Zustands mit durchschnittlich $\langle n \rangle = 2.5$ Photonen abgebildet. Es handelt sich dabei um eine Gauß-Verteilung, die ihr Zentrum an jener Stelle des Phasenraums hat, dessen Polarkoordinaten der Amplitude und der Phase des Feldes entsprechen. Diese stets positive Funktion, die mehr Information enthält als die Wahrscheinlichkeitsverteilung in Abbildung 13, lässt sich als klassische Wahrscheinlichkeitsverteilung im Phasenraum interpretieren, wobei die Unsicherheiten x und p die Fluktuationen in der Photonenzahl und der Phase des kohärenten Zustands widerspiegeln. Abbildung 16b zeigt eine experimentell ermittelte Wigner-Funktion des Fock-Zustandes $n = 3$, der durch

eine QND-Messung präpariert wurde und mit unserem Resonator-QED-Tomographieverfahren rekonstruiert wurde. Die Wigner-Funktion besteht aus einer Reihe von kleinen, kreisförmigen Wellen, deren Zentrum der Ursprung des Phasenraums ist. Die Interferenz, die auch negative Werte annimmt, ist charakteristisch für die „Quantenhaftigkeit“ dieses Feldzustands. Die zentrale Symmetrie dieser Wigner-Funktion offenbart die vollkommene Unbestimmtheit der Phase eines Fock-Zustands.

Schrödingerkatzen-Zustände des Lichts und Dekohärenzstudien

Durch die Beschreibung, wie wir Photonen in einem Resonator zählen und manipulieren, habe ich bis jetzt den Teilchen-Aspekt des Lichts hervorgehoben. Wie zuvor erwähnt, ist Licht jedoch auch eine Welle. Ob der Teilchen- oder der Wellencharakter hervortritt, hängt von der Art des Experiments ab, das man mit Licht durchführt. Wir wollen nun Experimente betrachten, bei denen die Welleneigenschaften des im Resonator gespeicherten Feldes entscheidend sind. Dies wird uns zur Beschreibung von photonischen Schrödingerkatzen und Dekohärenzexperimenten führen.

An dieser Stelle ist es zweckmäßig, sich Schrödingers Gedankenexperiment in Erinnerung zu rufen.^[62] Der österreichische Physiker stellte sich ein großes System vor – eine Katze zum Beispiel –, das an ein einzelnes Atom gekoppelt ist, welches anfänglich in einem angeregten Zustand präpariert wurde, der durch Emission eines Photons (oder eines radioaktiven Teilchens) spontan in den Grundzustand zerfallen kann. Diese Emission löst eine Vorrichtung aus, die die Katze tötet. Zur Halbwertszeit des angeregten Zustands hat sich das Atom in eine Superposition zweier Zustände gegeben, von denen einer mit der getöteten Katze und der andere mit der lebenden Katze verknüpft ist (Abbildung 17). An dieser Stelle wären das Atom und die Katze verschränkt, und die Katze schwebt zwischen Leben und Tod. In unserer Version des Experiments verwenden wir ein einzelnes Atom, das sich in Superposition zweier Zustände befindet und das das Schicksal unserer Schrödingerkatze kontrolliert – eines mehrere Photonen beinhaltenden, kohärenten Feldes, das zugleich zwei verschiedene Phasen aufweist, die wir als „tot“ und „lebendig“ bezeichnen können. Eine Möglichkeit, ein solches Experiment durchzuführen, wurde ursprünglich in einer Publikation vorgestellt, die wir 1991 gemeinsam mit unseren brasilianischen Kollegen Luiz Davidovich und Nicim Zagury veröffentlichten.^[63] Ein ähnlicher Vorschlag zur Präparation von Schrödingerkatzen-Zuständen mit Licht wurde in einem anderen Zusammenhang schon früher gemacht.^[64]

Unsere Methode verwendet erneut ein Ramsey-Interferometer. Sie beginnt mit der Präparation eines kohärenten Feldes im Resonator, dessen Wigner-Funktion gaußförmig ist (Abbildung 16a). Anschließend wird ein einzelnes, nicht-resonantes Atom in eine kohärente Superposition zweier Zustände gebracht – das von mir zuvor schon so be-

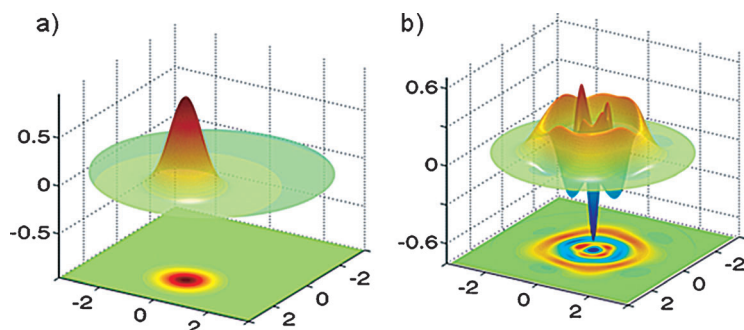


Abbildung 16. Experimentell ermittelte Wigner-Funktionen in 3D und 2D: a) kohärenter Zustand mit $\langle n \rangle = 2.5$; b) Fock-Zustand mit $n = 3$. Aus Lit. [60] mit freundlicher Genehmigung von Macmillan Publishers Ltd.

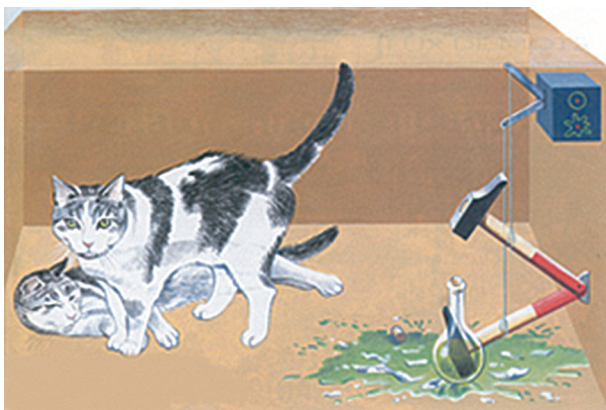


Abbildung 17. Das Schrödingerkatzen-Gedankenexperiment. Aus „Science et Vie Junior“.

nannte, atomare „Schrödingerkätzchen“. Dieses Atom durchfliegt den Resonator, und seine beiden Komponenten verschieben aufgrund eines einfachen, dispersiven Brechungseffekts die Phase des Feldes in entgegengesetzte Richtungen. Erneut profitieren wir von der enorm starken Kopplung der Rydberg-Atome an Mikrowellen, weshalb der Brechungsindex eines einzelnen Atoms groß genug ist, um einen makroskopischen Effekt auf die Phase des Feldes auszuüben. Beim Verlassen des Resonators sind das Atom und das Feld miteinander verschränkt; jeder atomare Zustand ist mit einem Feldzustand unterschiedlicher Phase korreliert (die Phasendifferenz beträgt beinahe 135°). Wir können die Richtung der Phase des Feldes in der komplexen Ebene als Maß für die Energie des Atoms ansehen. Nachdem das Atom dem zweiten Ramsey-Puls ausgesetzt und detektiert wurde, besteht keine Möglichkeit mehr zu erfahren, in welchem Zustand das Atom den Resonator passiert hat, und das Feld kollabiert in eine Schrödingerkatzen-Superposition. Mit anderen Worten: Das atomare Schrödingerkätzchen hat eine im Durchschnitt aus mehreren Photonen bestehende, photoni-sche Schrödingerkatze erzeugt.

Indem wir aufeinanderfolgende Atome durch den Resonator schickten und eine tomographische Feldrekonstruktion mittels einer QND-Photonenzählung erzielten, gelang es uns 2008, die Wigner-Funktion einer Schrödingerkatze vollständig zu rekonstruieren.^[60] Abbildung 18a weist deutlich zwei Maxima auf, die den beiden klassischen Feldern der Super-

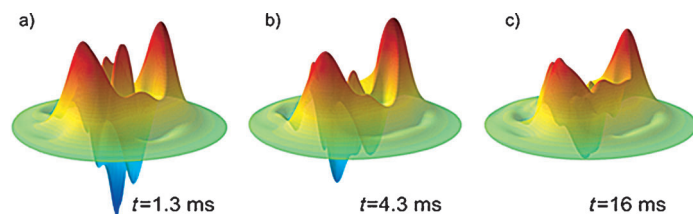


Abbildung 18. Schrödingerkatze und Dekohärenz: a) Rekonstruktion der Wigner-Funktion eines Katzen-Zustands mit im Mittel $n=3.5$ Photonen kurze Zeit (1.3 ms) nach seiner Präparation durch ein einzelnes, den Resonator durchfliegendes Atom. b, c) Derselbe Katzen-Zustand nach 4.3 ms bzw. 16 ms. Das Verschwinden der Interferenzstreifen ist ein Anzeichen für die Dekohärenz. Aus Lit. [49] mit freundlicher Genehmigung der American Physical Society.

position entsprechen. Das Interferenzmuster zwischen diesen Maxima zeugt von der Kohärenz der Superposition. Die darin auftretenden negativen Werte sind ein Beleg für den Quantencharakter des „Katzen“-Zustands. Die Theorie zeigt, dass die Kopplung des Feldes an die Umgebung die Quantenkohärenz sehr rasch auswäscht und sie in eine gewöhnliche statistische Mischung überführt. W. Zurek leistete einen bedeutenden Beitrag zum Verständnis der Rolle, die die Umgebung bei diesem Prozess spielt, der mit zunehmender „Größe“ der Katze schneller und schneller abläuft, wobei die Größe als das Quadrat des Abstands im Phasenraum definiert wird.^[65] Bei gegebener Phasendifferenz zwischen den gaußförmigen Komponenten ist diese Größe proportional zur mittleren Photonenzahl der Katze.

Wir haben dieses Dekohärenzphänomen untersucht, indem wir die Wigner-Funktion des Feldes zu verschiedenen Zeiten rekonstruiert haben.^[60] Die Abbildungen 18b und 18c, die Momentaufnahmen der Wigner-Funktion in zunehmendem zeitlichem Abstand zur Präparation der Schrödingerkatze darstellen, zeigen den Dekohärenzvorgang in Aktion. Innerhalb einer Zeitspanne, die deutlich kürzer ist als die Abklingzeit von 130 ms, werden die Interferenzeigenschaften tatsächlich unterdrückt, und die Wigner-Funktion bleibt als Summe zweier Quasi-Gauß-Verteilungen zurück. Wir haben überprüft, dass die Dekohärenzrate proportional zur Größe der Katze ist. Es ist wichtig zu betonen, dass diese Aufnahmen von Schrödingerkatzen – wie alle Rekonstruktionen von Feldzuständen – durch Auswertung zahlreicher Wiederholungen des Experiments und komplizierter statistischer Analyse der Daten gewonnen wird.^[60] Wissen über einen derartigen Zustand zu sammeln, bedarf immer eines solchen statistischen Verfahrens, und diese Experimente stützen sich daher auf die Tatsache, dass wir eine beliebige Anzahl von Kopien des zu rekonstruierenden Zustandes präparieren und anschließend ihrer Entwicklung folgen können.

Eine frühere Version dieses Experiments wurde 1996 mit einem Resonator mit wesentlich kürzerer Lebensdauer im Bereich von 100 ms durchgeführt.^[66] Da es nicht möglich war, eine Folge von Mess-Atomen durch den Resonator zu senden bevor dessen Feld abgeklungen war, basierte das Experiment auf der Information, die ein einzelnes Mess-Atom lieferte, das dem Atom folgte, welches den Katzenzustand präpariert hatte. Anstatt die gesamte Wigner-Funktion zu rekonstruieren, nutzten wir das einzelne Mess-Atom, um Informationen über die Wigner-Funktion am Ursprung des Phasenraums zu erhalten, wo deren Wert sehr empfindlich auf die Kohärenz der Katze ist. Der Vergleich des Detektionssignals des ersten Atoms, welches die Katze präparierte, mit dem des zweiten Atoms, das die Kohärenz maß, lieferte ein Korrelationssignal zweier Atome, dessen Abklingen als Funktion des zeitlichen Abstands zwischen den beiden Atomen ein Maß für den Verlust der Quantenkohärenz der Katze mit fortschreitender Zeit war. Abbildung 19 zeigt dieses Abklingen für zwei Katzen-Zustände, deren Komponenten unterschiedliche Abstände aufweisen (siehe Einschub). Die Verkürzung der Dekohärenzzeit als Folge größerer Abstände konnte klar gezeigt werden.

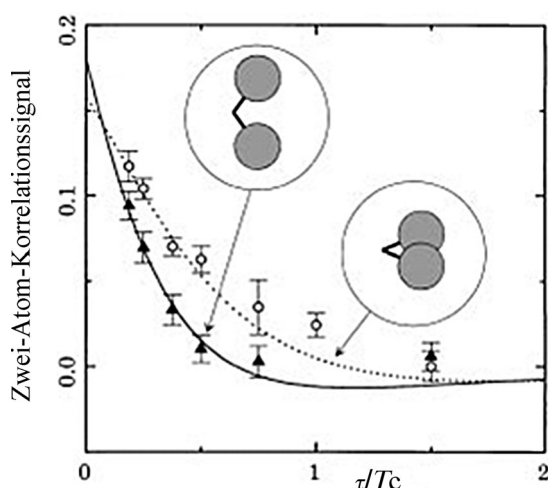


Abbildung 19. Beobachtung der Dekohärenz in einem Zwei-Atom-Experiment. Das Korrelationssignal ist gegen die Zeitverzögerung zwischen dem den Katzenzustand präparierenden und dem die Kohärenz testenden Atom aufgetragen. Diese Verzögerung wird in Vielfachen der Abklingzeit T_c des Resonators gemessen (in diesem Experiment $T_c = 160 \mu\text{s}$). Die Punkte sind experimentell ermittelt, die Linien theoretisch berechnet. Die beiden Kurven entsprechen Katzen-Zuständen mit unterschiedlichen Abständen zwischen ihren Komponenten. Die gaußförmigen Komponenten sind in den Einschüben schematisch als Kreise dargestellt. Aus Lit. [66] mit freundlicher Genehmigung der American Physical Society. Online: http://prl.aps.org/abstract/PRL/v77/i24/p4887_1.

Wir haben auch photonische Schrödingerkatzen-Zustände mittels resonanter Atom-Feld-Wechselwirkung erzeugt.^[67,68] Lässt man ein kohärentes Feld, während es resonant an ein Rydberg-Atom gekoppelt ist, sich für einige Zeit entwickeln, führt dies zu einer Verschränkung zwischen Atom und Feld, wobei letzteres in eine Superposition aus zwei kohärenten Feldern entgegengesetzter Phasen übergeht. Die beiden Komponenten dieser Katze fließen zu einem späteren Zeitpunkt ineinander. Dieser Effekt – die Spaltung und Rekombination der Phase des Feldes – hängt mit dem Kollaps und Wiederauftreten der Rabi-Oszillationen zusammen.^[30] Die Schrödingerkatzen-Experimente der Resonator-QED illustrieren die Zerbrechlichkeit der Quantenkohärenzen in Systemen mit einer steigenden Zahl von Teilchen. Sie erlauben uns einen Blick auf die Grenze zwischen der Quantenwelt, in der Zustandssuperpositionen allgegenwärtig sind, und der klassischen Welt, wo sich Systeme auf gewöhnliche, klassische Weise verhalten. Eine detaillierte Untersuchung der Resonator-QED-Schrödingerkatzen sowie einen Überblick über diverse Vorschläge zur Erzeugung verschiedener Schrödingerkatzen in der Quantenoptik finden sich in dem Buch „Exploring the quantum: atoms, cavities and photons“.^[4] Dieses Buch beinhaltet auch eine detaillierte Beschreibung der Dekohärenz dieser Katzenzustände.

Quanteninformation in der Resonator-Quantenelektrodynamik

Die ENS-Experimente mit Photonenfallen sowie die NIST-Experimente mit Ionenfallen sind Vertreter eines sehr weiten Feldes der Experimentalphysik. Die zerstörungsfreie Kontrolle und Beeinflussung einzelner Quantenteilchen, die heute in zahlreichen Laboren weltweit durchgeführt wird, wird auch durch die Aussicht getrieben, diese Systeme auszunutzen, um neue Wege zur Verarbeitung von Quanteninformation zu entwickeln. Dieses Forschungsgebiet wurde Mitte der 90er Jahre sehr aktiv, also zu jener Zeit, als wir mit dem Hauptziel, Photonen zerstörungsfrei zu zählen und zu manipulieren, unser Photonenkasten-Experiment bauten. Feynmans Überlegungen zu Quantensimulatoren^[69] und die Vorschläge zur auf den Quantengesetzen basierenden Erstellung kryptographischer Schlüssel^[70,71] reichen zurück bis in die 80er und früher 90er Jahre, hatten aber zu dieser Zeit keinen Einfluss auf unsere Arbeit an der ENS. Die Dinge änderten sich mit der Entdeckung von Quantenalgorithmen, die einen eindeutigen Nutzen aus solchen Computern zogen.^[74,75]

Diese Ideen gelangten zur Reife, als unser Resonator-QED-Versuchsaufbau ein Stadium erreichte, das es erlaubte, sie zu testen – d. h. als die Abklingzeit der Photonen in unserem offenen Resonator einen Wert erreichte (ungefähr $100 \mu\text{s}$), der die Wechselwirkungszeit zwischen Atom und Resonator (ca. $20 \mu\text{s}$) überschritt. Das Zusammenspiel zwischen diesen theoretischen Überlegungen und unseren Experimenten wurde sehr fruchtbar. Ungefähr zu jener Zeit gewannen auch die theoretischen Untersuchungen von Dekohärenz Einfluss auf uns, und die Möglichkeit, sie mit einfachen Experimenten zu überprüfen, wurde für uns zu einem starken Anreiz. Eine Besprechung der experimentellen Methoden, die wir damals entwickelten, um die grundlegenden Elemente der Quanteninformationstheorie zu testen, findet sich in Lit. [77].

Während die oben beschriebene, zerstörungsfreie Photonen-zählung und die Experimente mit Schrödingerkatzen auf nicht-resonanter Wechselwirkung der Atome mit dem Resonatorfeld basierten, nutzen unsere Resonator-QED-Quanteninformationsexperimente größtenteils resonante Wechselwirkung zwischen Atom und Resonator. Das zugrundeliegende Phänomen ist dabei die Rabi-Oszillation, die in der Einleitung dieses Vortrags bereits erwähnt wurde. Abbildung 20 zeigt eine experimentelle Aufnahme der Wahrscheinlichkeit, ein Atom im Zustand e anzutreffen, als Funktion seiner Wechselwirkungszeit t mit dem Resonator, der sich anfänglich im Vakuumzustand befindet. Dieses im Jahr 1996 aufgenommene Signal^[6] weist eine gedämpfte Oszillation mit der Vakuum-Rabi-Frequenz $\Omega_0/2\pi = 50 \text{ kHz}$ auf. (Die Dämpfung erfolgt aufgrund zahlreicher experimenteller Unvollkommenheiten.) Diese Oszillation ist ein direktes Kennzeichen des Regimes starker Kopplung in der Resonator-Quantenelektrodynamik, dessen Beobachtung seit den frühen 80er Jahren unser Ziel gewesen war. Wir erreichten dies erstmals 1987 mit einem geschlossenen, zylindrischen Resonator, den wir für unseren Zwei-Photon-Maser verwendeten,^[35] sowie erneut 1996 mit unserem ersten offenen

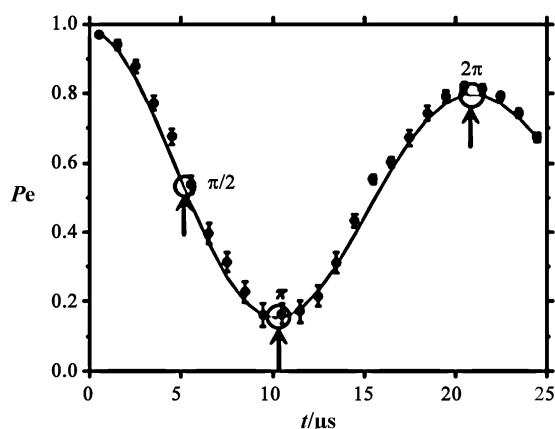


Abbildung 20. Vakuum-Rabi-Oszillationen, die die Wahrscheinlichkeit darstellen, ein Atom in seinem Anfangszustand e vorzufinden, nachdem es für eine Zeitdauer t mit einem anfänglich im Vakuumzustand befindlichen Resonator, der auf den Übergang $e \rightarrow g$ resonant gestimmt ist, in Wechselwirkung getreten ist. Die Punkte sind experimentell und die Kurve ein Angleich mit einem gedämpften Sinus. Die drei Pfeile markieren die Zeiten, die den $\pi/2$ -, π - und 2π -Rabi-Pulsen entsprechen.

Resonator, der in der Lage war, ein Photon für länger als die Durchflugzeit des Atoms zu speichern.

Nur mit dieser offenen Resonatorstruktur war es uns leicht möglich, die Wechselwirkungszeit zwischen Atom und Resonator zu variieren und so die Rabi-Oszillationen direkt aufzunehmen. Die Methode, die wir dazu verwenden, besteht darin, ein elektrisches Feld zwischen den Resonatorspiegeln anzulegen, welches über den Stark-Effekt die Energieniveaus der zirkularen Rydberg-Zustände e und g adaptiert. Dies ermöglicht uns, den atomaren Übergang zu einer fest definierten Zeit in Resonanz zu bringen. Die Atome werden durch einen gepulsten Prozess in den zirkularen Zustand gebracht, wobei auch ihre Geschwindigkeit fixiert wird, sodass wir wissen, wann sie in den Resonator eintreten und entscheiden können, wann genau der Stark-Puls angewendet werden muss. So gelangen wir zu einer wohldefinierten Wechselwirkungszeit zwischen den Atomen und dem Resonator.^[77] Unsere Quanteninformationsexperimente, die in einem Versuchsaufbau ähnlich dem in Abbildung 10 durchgeführt wurden, basierten auf der Nutzung der Rabi-Oszillationen im Hauptresonator C sowie klassischer Mikrowellenpulse in den Hilfsresonatoren R_1 und R_2 . Diese Experimente profitierten daher in mehrfacher Hinsicht von den Eigenschaften des Ramsey-Interferometer-Aufbaus.

Quanteninformationsexperimente manipulieren Zwei-Niveau-Systeme, die als Qubits bezeichnet werden. In unserem Fall sind diese Qubits entweder Atome, die den Resonator durchfliegen während sie zwischen zwei Rydberg-Zuständen oszillieren, oder das Feld im Resonator, das zwischen den beiden Zuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ (die 0 bzw. 1 Photon im Resonator entsprechen) schwingt. Die Kopplung zwischen den Qubits basiert auf Stark-Pulsen, die unterschiedlichen Dauern von Rabi-Oszillationen entsprechen. Die Hilfsresonatoren R_1 und R_2 , die den Resonator C, der die Photonen speichert, umgeben, werden verwendet, um den Zustand des

atomaren Qubits vor bzw. nach der Wechselwirkung mit dem Resonator C zu präparieren und zu analysieren.

Wenn die Wechselwirkung zwischen Atom und Feld auf $\Omega_0 t = \pi/2$ eingestellt ist, verschränkt die Rabi-Oszillation das Atom maximal mit dem Feld gemäß der Transformation $|e,0\rangle \rightarrow (|e,0\rangle + |g,1\rangle)/\sqrt{2}$. Im Fall von $\Omega_0 t = \pi$ tauschen Atom und Feld ein Anregungsquant aus, was den Transformationen $|e,0\rangle \rightarrow |g,1\rangle$ und $|g,1\rangle \rightarrow -|e,0\rangle$ entspricht. Ein weiterer nützlicher Rabi-Puls ist $\Omega_0 t = 2\pi$. Er verschiebt die Phase des Atom-Feld-Zustands um π , das entspricht den Transformationen $|e,0\rangle \rightarrow -|e,0\rangle$ und $|g,1\rangle \rightarrow -|g,1\rangle$, während ein Atom im Zustand g , das den Resonator im Vakuumzustand durchfliegt, unverändert bleibt: $|g,0\rangle \rightarrow |g,0\rangle$.

Um zwei Atome maximal zu verschränken, wobei das erste im Zustand e und das zweite im Zustand g präpariert wird, senden wir diese hintereinander in den sich anfangs im Vakuumzustand befindenden Resonator und wenden einen $\pi/2$ -Rabi-Puls auf das erste und einen π -Rabi-Puls auf das zweite Atom an.^[78] Der erste Puls verschränkt das erste Atom mit dem Resonatorfeld, während der zweite Puls die Anregungen des Atoms und des Feldes miteinander vertauscht und so zu einem verschränkten Zwei-Atom-Zustand $(|e,g\rangle - |g,e\rangle)/\sqrt{2}$ führt. Das Resonatorfeld, das zwischenzeitlich mit dem ersten Atom verschränkt ist, landet am Ende wieder in seinem Anfangszustand, dem Vakuum, und spielt daher die Rolle eines Katalysators für die deterministische Verschränkung zweier Atome.

Wir haben ebenfalls einen Quantenspeicher verwirklicht, der die Information, die anfänglich vom ersten Atom getragen wird, speichert und schließlich auf das zweite Atom überträgt.^[79] Das erste Atom, das in R_1 in die Superposition $a|e\rangle + b|g\rangle$ gebracht wurde, unterläuft einen π -Rabi-Puls im ursprünglich leeren Resonator und präpariert dessen Feld daher im Zustand $a|1\rangle + b|0\rangle$. Ein zweites Atom, anfänglich in $|g\rangle$, unterläuft dann einen π -Rabi-Puls in diesem Feld und verlässt den Resonator im Zustand $-a|e\rangle + b|g\rangle$, welcher, von einem Phasenschub abgesehen, identisch mit dem Anfangszustand des ersten Atoms ist. Die Anwendung eines klassischen Mikrowellenpulses in R_2 auf das zweite Atom vor dessen Detektion erlaubt uns, den Endzustand zu analysieren und zu überprüfen, ob der Superpositionszustand vom ersten auf das zweite Atom übertragen wurde.

Uns gelang auch die Realisierung eines Quantengatters^[80] – eines einfachen Bauelements, das ein Kontroll- und ein Ziel-Qubit solcherart koppelt, dass das Ziel-Qubit eine unitäre Transformation durchläuft, wenn das Kontroll-Qubit sich in dem einen Zustand befindet, und unverändert bleibt, wenn sich das Kontroll-Qubit in dem anderen Zustand befindet. (Der Zustand des Kontroll-Qubits ändert sich in keinem Fall.) Für dieses Experiment sind drei zirkuläre Rydberg-Zustände relevant: die Niveaus e und g mit den Hauptquantenzahlen 51 und 50 (der Übergang zwischen diesen Zuständen ist resonant mit der Resonatormode) sowie ein dritter Rydberg-Zustand mit der Hauptquantenzahl 49, der im Weiteren als i bezeichnet wird. Der Übergang von g nach i ist nicht-resonant mit dem Resonator, sodass ein Atom im Zustand i vollkommen unempfindlich gegenüber dem Vorhandensein eines Photons im Resonator ist. Das Resonatorfeld im Zustand 0 oder 1 war dann das Kontroll-Qubit, während das sich zwischen den

beiden Zuständen g und i entwickelnde Rydberg-Atom das Ziel-Qubit darstellte.

Die Wechselwirkungszeit zwischen dem Atom und dem Feld des Resonators wurde entsprechend eingestellt, um einen 2π -Rabi-Puls für ein Atom, das sich zwischen den Zuständen e und g entwickelt, zu erzielen. Die Kopplung zwischen dem photonischen und dem atomaren Qubit führte dann zu der Abbildung $|i,0\rangle \rightarrow |i,0\rangle$, $|g,0\rangle \rightarrow |g,0\rangle$, $|i,1\rangle \rightarrow |i,1\rangle$, $|g,1\rangle \rightarrow -|g,1\rangle$. Das ist die Wahrheitstabelle eines „Phasengatters“, das einen Phasenschub um π bedingt, und zwar dann, und nur dann, wenn das Kontroll-Qubit sich im Zustand 1 befindet. Indem auf das Ziel-Qubit in R_1 und R_2 zwei Pulse angewendet wurden, die einem sogenannte Hadamard-1-Qubit-Gatter entsprechen, wurde dieses „Phasengatter“ in ein „C-not“-Gatter umgewandelt, das den Zielzustand unverändert lässt, falls das Kontroll-Qubit sich im Zustand 0 befindet, während es die beiden Zielzustände umschaltet, wenn das Kontroll-Qubit im Zustand 1 ist. Dieses Gatter funktionierte als ein 0–1 QND-Photonenzähler, da der Endzustand des Resonator (im Zustand i oder g) durchfliegenden Atoms durch die Photonenzahl (0 oder 1) bestimmt wurde, die durch den Messprozess nicht verändert wurde. Dieses 1999 verwirklichte Experiment^[81] war ein Vorläufer unseres späteren QND-Experiments.^[50] Es konnte keine Photonenzahlen größer als 1 messen und die Zählung nicht sehr oft wiederholen bevor das Feld im Resonator abklang.

Die Verwendung von Rabi-Pulsen kontrollierter Dauer, die auf Atome einwirken, die den Resonator einzeln durchfliegen, kann man als eine Art deterministisches „Quanten-Strick-Verfahren“ bezeichnen. Indem wir dieses Verfahren auf drei Atome ausdehnten, gelang es uns, ein Triplet von verschränkten Teilchen zu erzeugen, einen sogenannten GHZ-Zustand.^[82] Die Präparation beinhaltet einen $\pi/2$ -Rabi-Puls, der auf das erste Atom angewendet wird und, wie oben beschrieben, zu einer Verschränkung dieses Atoms mit dem Resonator führt. Der Feldzustand wird dann durch einen auf das zweite Atom einwirkenden 2π -Rabi-Puls ausgelesen, was einer QND-Zählung der Photonenzahl des vom ersten Atom im Resonator hinterlassenen Feldes entspricht. Der Zustand der beiden Atome und des Feldes wird dann zu $(|e,0,i\rangle + |g,1,g\rangle)/\sqrt{2}$. Ein drittes Atom, das sich anfänglich in g befindet, kreuzt dann den Resonator und durchläuft einen π -Puls, wodurch es den Zustand des Feldes abzeichnet und den Resonator zurück in den Vakuumzustand versetzt. Der Endzustand der drei Atome lautet dann $(|e,i,g\rangle + |g,g,e\rangle)/\sqrt{2}$, wobei die drei Symbole den drei Atomen – in der Reihenfolge ihres Durchflugs durch den Resonator – entsprechen.

In einem weiteren Verschränkungsexperiment haben wir das Komplementaritätsprinzip getestet, indem wir untersuchten, wie die Interferenzmuster eines atomaren Ramsey-Interferometers verschwinden, wenn Information über den Pfad der Atome in dem Feld, das die atomaren Niveaus mischt, gespeichert ist.^[83] Mit unserem Ramsey-Resonator-QED-Versuchsaufbau konnten wir auch zeigen, wie sich Resonator-gestützte Kollisionen von Atomen, die gleichzeitig die Feldmode passieren, ausnützen lassen,^[84] und wie sich zwei Feldmoden, über ihre resonante Wechselwirkung mit einem einzelnen Atom, miteinander verschränken lassen.^[85]

Wir haben ebenfalls gezeigt, wie man die dispersive Wechselwirkung der Atome mit dem Resonatorfeld nutzen kann, um Atome durch den Phasenschub, den sie an einem kleinen kohärenten Feld hervorrufen, zerstörungsfrei zu detektieren.^[86] Alle diese Experimente werden in Lit. [4] im Detail beschrieben.

Ausblick auf die Arbeit an der ENS

Im Zuge der Resonator-QED-Forschung haben wir gelernt, wie sich Quantenfelder zerstörungsfrei messen lassen, wie man zahlreiche nicht-klassische Photonenzustände präparieren und rekonstruieren kann und wie sich die Kopplung dieser Felder an Rydberg-Atome ausnutzen lässt, um verschiedene Schritte von Quanteninformationsverarbeitungsverfahren zu realisieren. Im Moment entwickeln wir diese Untersuchungen im Rahmen eines 2009 vom European Research Council (ERC) erhaltenen Senior Investigator Grant in mehrere Richtungen. Das Ziel dieses Projekts ist es, die quanten-klassische Grenze weiter zu verschieben – durch Präparation nicht-klassischer, photonischer Fock- und Schrödingerkatten-Zustände mit größeren Photonenzahlen, durch Untersuchung der nicht-lokalen Eigenschaften verschränkter Felder, die in zwei getrennten Resonatoren gespeichert sind, und durch Erforschung von Wegen, die nicht-klassischen Felder effektiv gegen Dekohärenz zu schützen.

Eine weitere Forschungsrichtung wird darin bestehen, durch Ausnutzung des Quanten-Zeno-Effekts die Entwicklung des Feldes mittels maßgeschneiderter Hamilton-Operatoren zu kontrollieren. Wir haben bereits gezeigt, dass es möglich ist, das Wachstum eines kohärenten Feldes in einem Resonator durch wiederholte Messung von dessen Photonenzahl einzufrieren.^[87] Gemeinsam mit unseren italienischen Kollegen S. Pascasio und P. Facchi schlagen wir eine Verallgemeinerung dieses Experimentes vor, bei der wir ein QND-Verfahren nutzen würden, um wiederholt abzufragen, ob das Feld eine voreingestellte Photonenzahl n_0 erreicht hat. Durch ständiges Wiederholen dieser Messung würden wir das Feld daran hindern, diese Photonenzahl zu erreichen und es zwingen, sich in dem durch die Fockzustände mit entweder $n < n_0$ oder $n > n_0$ aufgespannten Teilraum zu entwickeln. Eine derartige Beschränkung der Entwicklung des Feldes würde zu neuen Methoden zur Erzeugung von Schrödingerkatten-Zuständen führen, und, allgemeiner, zu neuen Verfahren zur Präparation und Kontrolle beliebiger Superpositionen von kohärenten Zuständen im Resonator.^[88,89] Für diese und andere Experimente benötigen wir einen Versuchsaufbau, in dem Atome für eine Zeitspanne im Millisekunden-Bereich mit dem Feld des Resonators wechselwirken können. Ein Experiment, bei dem langsame Atome aus einer Fontäne den Resonator mit einer Geschwindigkeit im Bereich von einigen wenigen Metern pro Sekunde passieren, befindet sich im Aufbau. Die in einer magneto-optischen Falle gekühlten Atome^[45] werden durch einen Laser-Kick nach oben gestoßen und in einen supraleitenden Resonator gesendet, der oberhalb der Falle, am Scheitelpunkt der Flugparabel liegt. Die langsamen Atome werden innerhalb

des Resonators in einen zirkularen Zustand versetzt und mittels Feldionisation detektiert.

Beziehung zu anderen Gebieten der Quanteninformationsforschung

Unsere Rydberg-Atom/Mikrowellen-Experimente in supraleitenden Resonatoren stehen in Beziehung mit anderen experimentellen Untersuchungen, die sich, in unterschiedlichen Zusammenhängen, der Erforschung der Wechselwirkung von Atomen und Photonen innerhalb von Strukturen widmen, die das elektromagnetische Feld beschränken. Optische Resonator-QED hat sich parallel zur Mikrowellen-QED entwickelt und hat das Regime starker Kopplung 1992 erreicht.^[90] In diesem sehr aktiven Forschungsgebiet gelangten in den letzten zwanzig Jahren zahlreiche Experimente zur Durchführung, die die Quanteneigenschaften von Licht testeten oder grundlegende Operationen der Quanteninformationsverarbeitung umsetzten. Diese Experimente stützen sich oft auf die Wechselwirkung zwischen kalten Atomen und optischen Photonen und nützen Techniken wie das Fangen und Kühlen von Atomen mittels Lasern, sowohl in konventionellen als auch in Chip-basierten Versuchsaufbauten. Sie verwenden verschiedenste Resonatoren-Designs, darunter Fabry-Perot-Resonatoren mit hoher Finesse, Mikrosphären oder Mikrotoristrukturen, die sogenannte „Whispering-Gallery-Moden“ („Flüstergewölbe“) unterhalten. Die Vielfalt der Forschungsarbeiten ist so groß, dass eine ausführliche Bezugnahme auf einzelne Arbeiten den Rahmen dieser Vorlesung sprengen würde. Ein Überblick über die frühen Forschungsarbeiten auf diesem Gebiet findet sich in Lit. [91]; eine Beschreibung neueren Datums bietet Lit. [91]. Andere Entwicklungen auf dem Gebiet der Festkörperphysik müssen ebenfalls erwähnt werden. Dort werden die Atome durch Quanten-Dots ersetzt, die in Bragg-Ebenen oder in Materialien mit einer die Photonen einschließenden, optischen Bandlücke eingebettet sind.^[93] Zahlreiche interessante Resonator-QED-Effekte wurden mit diesen Systemen beobachtet: Starke Kopplung von Lichtemittern mit Mikroresonatorstrukturen wurde entwickelt, um Operationen durchzuführen, die für Quantenkommunikation und Quanteninformationsverarbeitung von Nutzen sind. Abermals werde ich nicht versuchen, Referenzen zu konkreten Arbeiten zu geben.

Eine besondere Erwähnung sollte aufgrund seiner engen Verbindung mit unserer Resonator-QED Forschung das Forschungsfeld der Circuit-QED finden. Auf diesem Gebiet, das in jüngster Zeit eine schnelle und spektakuläre Entwicklung durchgemacht hat, werden die Atome durch kleine, supraleitende Schaltungen mit Josephson-Kontakten ersetzt, die sich wie künstliche Zwei-Niveau-Atome verhalten, die an coplanare Streifenleiter oder dreidimensionale, geschlossene Resonatoren gekoppelt sind, die Radiofrequenzmoden unterhalten. Die Kopplung zwischen den künstlichen Atomen und dem Feld gehorcht dem gleichen Jaynes-Cummings-Hamiltonoperator wie unser System aus Rydberg-Atomen und supraleitendem Resonator.^[95] Viele Gruppen auf der Welt arbeiten auf diesem neuen Gebiet, und Experimente, die

jenen an der ENS sehr ähnlich sind, wurden mit solchen Apparaten ausgeführt, darunter die Erzeugung und Untersuchung von Fock-^[96,97] und photonischen Schrödingerkatzenzuständen.^[98,99] Die sehr starke Kopplung der riesigen, künstlichen „Josephson-Atome“ führt zu einer Dynamik, die schneller ist als jene bei der Kopplung von Rydberg-Atomen und supraleitendem Resonator. Quanten-Rechenoperationen mit diesen Systemen finden auf der Nanosekunden-Zeitskala statt, die Rydberg-Atom-Experimente, im Gegensatz dazu, auf der Mikrosekunden-Zeitskala. Die Schaltkreise können mit etablierten lithographischen Methoden produziert werden, was sie zu vielversprechenden Kandidaten für skalierbare Quanteninformationsanwendungen macht, vorausgesetzt ihre Dekohärenz ließe sich besser kontrollieren.

Die „Ionen-Fänger“ bilden – wie ihre „photonischen“ Kollegen – eine große Community. David Wineland nennt in seiner Vorlesung Ionenfallen-Experimente zahlreicher Teams rund um die Welt, die starke Ähnlichkeit mit seiner eigenen Arbeit haben. In einem breiter gefassten Kontext ist es auch wichtig, die Vielzahl von Quantenoptik-Experimenten, abseits von Resonator-QED und Ionenfallen-Physik, zu erwähnen, die Photon-Korrelationen detektieren, die von diversen Quellen verschränkten Lichts herrühren. Diese Experimente begannen mit dem wegweisenden Nachweis der Verletzung der Bell-Ungleichungen in den 70er und frühen 80er Jahren.^[100,101] Seit damals wurden zahlreiche Eigenschaften von nicht-klassischem Licht gezeigt und deren mögliche Anwendungen für Quantenkommunikation,^[102] Quanten-Teleportation^[103] und Quantencomputer^[104] erforscht. Die zerstörungsfreie Analyse sich frei fortpflanzender, optischer Strahlen^[105] hat bislang noch nicht Einzelteilchenempfindlichkeit erreicht, aber die Forschung daran teilt nichtsdestotrotz einige Merkmale unserer QND-Experimente. Schrödingerkatzenzustände von Photonen, die viele Ähnlichkeiten mit unseren Resonator-QED-Katzen aufweisen, wurden auch in Quantenoptik-Experimenten erzeugt.^[106] Das Gebiet ist ebenfalls zu groß, um auf konkrete Arbeiten einzugehen. Experimente mit kalten Atomen, besonders jene, die die Eigenschaften von Atomen, die in ein-, zwei- oder dreidimensionalen optischen Gittern gefangen sind, untersuchen, zielen vor dem Hintergrund von Anwendungen im Bereich der Quanteninformation gleichfalls darauf ab, einzelne Teilchen in einem kontrollierten Umfeld zu manipulieren.^[107,108] Zuletzt bildet die Entwicklung von an atomare Systeme oder elektromagnetische Felder gekoppelten, nanomechanischen Oszillatoren einen neuen Forschungsbe-reich, in dem Zustandssuperpositionen und Verschränkung bald beobachtbar sein werden.^[109,110] Viele der Konzepte und Ideen, die in diesen Experimenten genutzt werden, haben bestimmte Elemente mit jenen gemein, auf denen Resonator-QED- oder Ionenfallen-Experimente basieren.

Ohne die jeweiligen Vorzüge oder Beschränkungen der verschiedenen Forschungsansätze vergleichen zu wollen, die auf die Kontrolle von Quantensystemen abzielen, können wir versuchen, die Zukunft dieser Physikrichtung im Allgemeinen abzusehen. Der Allzweck-Quantencomputer, der in der Lage wäre, beliebige Algorithmen auszuführen, ist nach wie vor eine Utopie.^[111] Das Problem der Dekohärenz ist tatsächlich ein extrem schwer zu lösendes, trotz der Fortschritte,

die bei der Umsetzung von Fehlerkorrekturverfahren gemacht wurden.^[112,113] Quantensimulatoren, die die Struktur und Dynamik von Festkörpern mit einem Raster von Atomen in optischen Gittern^[114] oder Ionen in Fallen^[115] nachbilden, erscheinen realistischer. Diese werden wahrscheinlich in naher Zukunft zu bedeutenden Fortschritten führen. Auch Quantenkommunikation mit Photonen und die Verwirklichung von Quantenschnittstellen, an denen Information zwischen atomaren Systemen und Photonen getauscht wird, um effiziente Quanten-Repeater zu bauen, ist sehr wahrscheinlich möglich.^[116] Die Ideen auf dem Gebiet der Resonator-QED erscheinen in diesem Zusammenhang besonders geeignet. Auch in der Quanten-Metrologie^[117] sind bedeutende Fortschritte durch die Ausnutzung der Methoden zur Kontrolle von Teilchen zu erwarten. Ich bin mir jedoch sehr wohl über die Müßigkeit dieses Versuchs einer Vorhersage im Klaren. Die wichtigsten Anwendungen der Quantenphysik stammten in der Vergangenheit aus dem zufälligen Zusammenlaufen grundverschiedener Durchbrüche „aus dem blauen Himmel heraus“, von Wissenschaftlern, die niemals vorhergesehen hätten, wozu ihre Resultate führen würden. Ich vermute, dasselbe wird mit der Kontrolle einzelner Quantenteilchen geschehen.

Danksagung

Lassen Sie mich noch einige persönliche Bemerkungen hinzufügen. Die Arbeit, die in meinem Labor in den vergangenen drei Jahrzehnten vollbracht wurde, war ein gemeinschaftliches Unterfangen, bei dem meine früheren Studenten und jetzigen Kollegen, Jean-Michel Raimond und Michel Brune, eine entscheidende Rolle gespielt haben. Ich bin sehr glücklich, dass wir über all diese Jahre zusammengeblieben sind, und dass es uns gelang, eine solch starke und freundschaftliche Kollaboration aufzubauen. Abbildung 21 zeigt uns im Labor im Herbst 2012. Wir haben unsere Projekte stets offen und frei diskutiert und gemeinsam entschieden, welcher Weg einzuschlagen ist. Viele der fruchtbaren Ideen in unserer Arbeit kamen von Jean-Michel oder

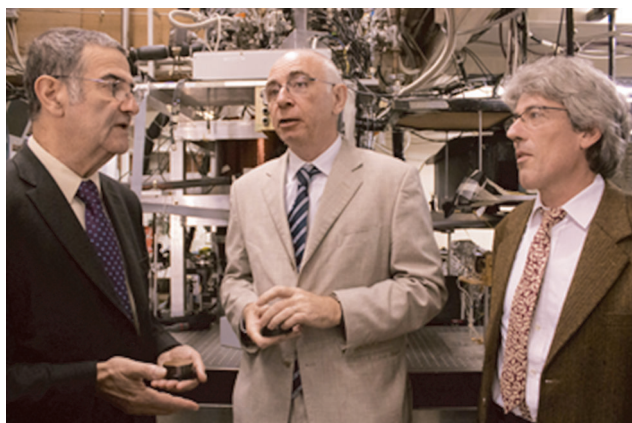


Abbildung 21. Der Autor, Jean-Michel Raimond und Michel Brune (von links nach rechts) im Labor im Herbst 2012 (Copyright J. P. Dars, Photothèque de l'ENS).

Michel, und ich bin mir wohl bewusst, dass die heutige Anerkennung genauso ihre wie meine ist. Ich weiß, dass sie dieses Gefühl teilen!

An dieser Arbeit waren viele Menschen beteiligt, insgesamt beinahe einhundert Studenten, Postdoktoranden und Gastwissenschaftler. Die jüngste Generation ist auf dem Foto in Abbildung 22 zu sehen, das im Oktober 2012, drei Tage

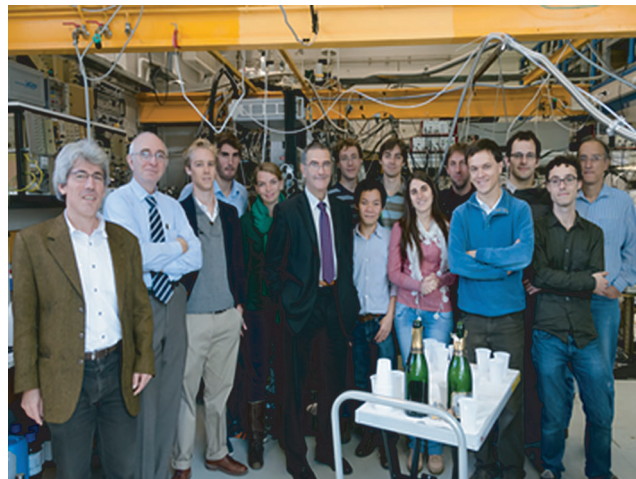


Abbildung 22. Das ENS-Team im Oktober 2012, von links nach rechts: M. Brune, J.-M. Raimond, A. Facon, A. Signoles, E.-K. Dietsche, S. Haroche, T. Rybarczyk, Nguyen Thanh Long, I. Dotsenko, C. Hermann, S. Gerlich, B. Peaudecerf, S. Gleyzes, R. Texeira und J. Hare (ein Kollege und früheres Mitglied der Arbeitsgruppe).

nach Bekanntgabe des Nobelpreises aufgenommen wurde. Neben Jean-Michel und Michel, möchte ich gerne zwei junge Kollegen auf diesem Foto erwähnen, Sebastian Gleyzes und Igor Dotsenko, deren Beitrag zu den Photonendetektions-, Schrödingerkatten- und Quantenrückkopplungsexperimenten sehr wichtig war. Stefan Kuhr (jetzt an der University of Strathclyde in Glasgow) war Postdoktorand in unserer Gruppe, als wir 2006 die erste QND-Photonenzählung verwirklichten, und auch sein Beitrag war essentiell. Gilles Nogues hat uns, nachdem er Doktorand war, bis 2010 begleitet, bis er eine Stelle in Grenoble angenommen hat. Unter den bedeutenden Mitarbeitern in den frühen Stadien unserer Forschung möchte ich die Rolle von Philippe Goy erwähnen, dessen technische Fertigkeiten und tiefes Verständnis für Physik maßgeblich waren. Michel Gross und Jean Hare spielten eine wichtige Rolle bei der Entwicklung unseres Verfahrens zur Präparation zirkularer Rydberg-Atome. Valerie Lefevre-Seguin war ein Mitglied unserer Gruppe als die QND-Ideen reiften und Ferdinand Schmidt-Kaler, jetzt in Mainz, half uns, die ersten Experimente im Regime starker Kopplung mit offenen Resonatoren zu realisieren. Auf der theoretischen Seite war die fruchtbare Kollaboration mit unseren brasilianischen Kollegen Luiz Davidovich und Nicim Zagury ebenfalls sehr wichtig. Andere Studenten, Postdoktoranden, Gäste und Mitarbeiter werden als Coautoren im Literaturteil genannt. Ich hoffe, sie werden mir verzeihen, sie hier nicht namentlich genannt zu haben. Alle haben durch ihre Beiträge Schritt für Schritt unser Know-How und unsere

Gewandtheit in unserem Photonen-Jonglierspiel verbessert. Aus vielen verschiedenen Ländern kommend, arbeiteten sie hart und mit einem Enthusiasmus, den auch die unausweichlichen Schattenseiten des Lebens eines Experimentalphysikers nicht dämpfen konnten.

Ich werde immer all jene beglückenden Momente in Erinnerung behalten, in denen unsere Bemühungen belohnt wurden und die Schwierigkeiten vergessen waren. Den Bastille-Tag 1987 (bzw. eher die Nacht), als wir im Labor mit unserem Freund Luiz Davidovich den ersten Beleg beobachteten, dass unser Zwei-Photon-Mikromaser funktionierte; der frühe Morgen in einem Hotel in Sydney im Juli 1996, als ich per Fax, zur unmittelbaren Präsentation in dem Vortrag, den ich auf der Konferenz geben würde, die lange erwarteten Signale der Schrödingerkatze zugesendet bekam, die Michel, Jean-Michel und die Studenten gerade erhalten hatten während ich zwanzigtausend Kilometer und zehn Zeitzonen entfernt geschlafen hatte; und den Abend des 11. September 2006 (meines Geburtstags!), als Stefan Kuhr mich per Telefon zurück ins Labor rief, gerade rechtzeitig, um die erste Aufnahme der Geburt und des Ablebens eines einzelnen Photons in unserem Resonator zu beobachten.

Ich möchte auch das einzigartige Umfeld des Laboratoire Kastler Brossel erwähnen, in dem wir all diese Jahre in einer von Vertrauen geprägten Atmosphäre gearbeitet haben, und uns immer frei gefühlt haben, unseren Ideen zu folgen, ohne unsere Arbeit durch Versprechen unwahrscheinlicher Anwendungen rechtfertigen zu müssen. Dieser Geist von Freiheit ist das Erbe großer Vorfahren, Alfred Kastler und Jean Brossel, die dieses Labor zu jener Zeit aufgebaut haben, als sie vor 60 Jahren das optische Pumpen erfanden. Claude Cohen-Tannoudji folgte in ihren Fußstapfen und infizierte mich mit seiner Begeisterung für die Welt der Quanten. Das Photo in Abbildung 23 wurde an der ENS aufgenommen, im selben Raum wie das vorherige, fast auf den Tag genau vor 46 Jahren, als der Nobelpreis von Alfred Kastler bekanntgege-

ben wurde. Claude und ich haben uns wohl äußerlich verändert, aber unser Enthusiasmus für Physik ist der gleiche geblieben!

Am Beginn meiner Karriere wurde ich direkt vom Labor finanziert, ohne jemals aufgefordert worden zu sein, Anträge oder lange Berichte zu schreiben. Die Dinge haben sich zunehmend verändert, als Forschung Ende der 80er Jahr mehr projektorientiert wurde. Meine Gruppe und deren Arbeit war zu diesem Zeitpunkt anerkannt genug, um Fördermittel des CNRS und der Agence Nationale de la Recherche sowie von europäischen Behörden zu erhalten, die 2009 im ERC Senior Research Grant gipfelten. Ich möchte auch die großzügige Finanzierung durch die Japanese Science and Technology Corporation (JST) durch eine Kollaboration mit Yoshisha Yamamoto zwischen 1999 und 2009 erwähnen. Das erlaubte uns, unserer Forschung frei und ohne bürokratischen Aufwand nachzugehen.

Dieser Vortrag wäre nicht vollständig ohne Betonung, dass die Lehre für mich stets eine wichtige Stimulation darstellte. An der Universität Paris VI und an der ENS stellte ich fest, dass die Vorbereitung von Vorlesungen und der Umgang mit Studenten mir sehr dabei geholfen haben, Physik besser zu verstehen, und dass ich mehr als einmal neue Ideen für Experimente daraus gewann. Seit meiner Berufung 2001 an das Collège de France habe ich die anspruchsvolle Aufgabe inne, jedes Jahr eine neue Vorlesungsreihe über Themen aus dem Bereich Quantenphysik vorzubereiten, die direkt mit meiner eigenen Arbeit oder jener von Kollegen auf dem Gebiet der Quanteninformationsforschung in Beziehung stehen. Auch diese Erfahrung war außerordentlich lohnend und fruchtbar.

Ich möchte auch den Einfluss so vieler Freunde und Kollegen aus aller Welt würdigen. Der Besuch ihrer Vorlesungen, das Studieren ihre Arbeit und die Diskussionen mit ihnen in Paris oder ihrem eigenen Labor waren oftmals stimulierend. Diese Freundschaften sind ein Privileg, das uns das Leben als Wissenschaftler bietet. Ich schätze die Möglichkeit, sich mit Menschen verschiedenster Kulturen auszutauschen, die in ihrer Verschiedenheit alle die gleiche Leidenschaft für die Erforschung und das Verständnis der Natur teilen. Besonders erwähnenswert an dieser Stelle ist meine alte Freundschaft mit David Wineland, zumal es mir eine besondere Freude ist, diesen Nobelpreis mit ihm zu teilen.

Abschließend möchte ich sagen, dass nichts von alledem möglich gewesen wäre, ohne meine Frau Claudine, die ich lange bevor ich wusste, was ein Photon ist, kennengelernt habe, und unsere Kinder Julien und Judith. Sie haben mein Leben mit ihrer Liebe und ihrem Humor erfüllt und boten mir intellektuelle Unterstützung. Aber dieser Teil der Geschichte wird an anderer Stelle erzählt werden.^[118]

Eingegangen am 10. April 2013

Online veröffentlicht am 20. August 2013

Übersetzt von Dr. Stefan Gerlich, Paris



Abbildung 23. Photographie, aufgenommen am Tag der Bekanntgabe des Nobelpreises für Alfred Kastler. Die Aufnahme entstand im selben Zimmer wie das Photo in Abbildung 22. Von links nach rechts: Franck Laloë, Claude Cohen-Tannoudji (Nobelpreis 1997), Alfred Kastler (Nobelpreis 1966), Serge Haroche, Jean Brossel und Alain Omont.

[1] „Discussion with Einstein on epistemological problems in atomic physics“: N. Bohr in *Albert Einstein, Philosopher-Scientist* (Hrsg.: P. A. Shilpp), Harper, San Francisco, 1949.

- [2] „Are There Quantum Jumps? Part II“: E. Schrödinger, *Br. J. Philos. Sci.* **1952**, 3, 233.
- [3] E. T. Jaynes, F. W. Cummings, *Proc. IEEE* **1963**, 51, 89.
- [4] S. Haroche, J.-M. Raimond, *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities and Photons*, Oxford University Press, Oxford, **2006**.
- [5] D. M. Meekhof, C. Monroe, B. E. King, W. M. Itano, D. J. Wineland, *Phys. Rev. Lett.* **1996**, 76, 1796.
- [6] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **1996**, 76, 1800.
- [7] S. Haroche, C. Cohen-Tannoudji, *J. Phys.* **1969**, 30, 125.
- [8] S. Haroche, Thèse d'Etat (Dissertation), *Ann. Phys. (Paris)* **1971**, 6, 189 and 327.
- [9] C. Cohen-Tannoudji, S. Haroche, *J. Phys.* **1969**, 30, 153.
- [10] C. Cohen-Tannoudji, S. Haroche, C. Audoin, J.-P. Schermann, *Phys. Rev. Lett.* **1970**, 24, 861.
- [11] S. Haroche, J. Paisner, A. L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **1973**, 30, 948.
- [12] C. Cohen-Tannoudji, S. Haroche, *C. R. Hebd. Seances Acad. Sci.* **1965**, 261, 5400.
- [13] S. Haroche, M. Gross, M. Silverman, *Phys. Rev. Lett.* **1974**, 33, 1063.
- [14] C. Fabre, P. Goy, S. Haroche, *J. Phys. B* **1977**, 10, L183.
- [15] C. Fabre, P. Goy, S. Haroche, *Phys. Rev. A* **1978**, 18, 229.
- [16] T. W. Ducas, M. G. Littman, R. R. Freeman, D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.* **1975**, 35, 366.
- [17] M. Gross, P. Goy, S. Haroche, C. Fabre, J.-M. Raimond, *Phys. Rev. Lett.* **1979**, 43, 343.
- [18] R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **1954**, 93, 99.
- [19] J.-M. Raimond, P. Goy, M. Gross, C. Fabre, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **1982**, 49, 1924.
- [20] M. Gross, S. Haroche, *Phys. Rep.* **1982**, 93, 301.
- [21] Y. Kaluzny, P. Goy, M. Gross, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **1983**, 51, 1175.
- [22] R. Bonifacio, P. Schwendimann, F. Haake, *Phys. Rev. A* **1971**, 4, 302.
- [23] J.-M. Raimond, P. Goy, M. Gross, C. Fabre, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **1982**, 49, 117.
- [24] E. M. Purcell, *Phys. Rev.* **1946**, 69, 681.
- [25] P. Goy, J.-M. Raimond, M. Gross, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **1983**, 50, 1903.
- [26] D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.* **1981**, 47, 233.
- [27] R. G. Hulet, E. S. Hilfer, D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.* **1985**, 55, 2137.
- [28] G. Gabrielse, H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **1985**, 55, 67.
- [29] „New Trends in Atomic Physics“: S. Haroche in *Les Houches Summer School Lecture Notes* (Hrsg.: G. Grynberg, R. Stora), North Holland, Amsterdam, **1984**.
- [30] J. H. Eberly, N. B. Narozhny, J. J. Sanchez-Mondragon, *Phys. Rev. Lett.* **1980**, 44, 1323.
- [31] D. Meschede, H. Walther, G. Muller, *Phys. Rev. Lett.* **1985**, 54, 551.
- [32] P. Meystre, G. Rempe, H. Walther, *Opt. Lett.* **1988**, 13, 1078.
- [33] G. Rempe, F. Schmidt-Kaler, H. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **1990**, 64, 2783.
- [34] M. O. Scully, B.-G. Englert, H. Walther, *Nature* **1991**, 351, 111.
- [35] W. Jhe, A. Anderson, E. Hinds, D. Meschede, L. Moi, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **1987**, 58, 666.
- [36] M. Brune, J.-M. Raimond, P. Goy, L. Davidovich, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **1987**, 59, 1899.
- [37] B. Nikolaus, D. Z. Zangh, P. Toscheck, *Phys. Rev. Lett.* **1981**, 47, 171.
- [38] S. Haroche, D. Kleppner, *Phys. Today* **1989**, 42, 24.
- [39] V. B. Braginsky, Y. I. Vorontsov, F. Y. Khalili, *Zh. Exp. Theor. Fiz.* **1977**, 73, 1340 [SPJETP **1977**, 46, 705]; V. B. Braginsky, S. P. Vyatchanin, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **1981**, 259, 570 [Sov. Phys. Dokl. **1981**, 26, 686]; V. B. Braginsky, F. Y. Khalili, *Rev. Mod. Phys.* **1996**, 68, 1.
- [40] S. Kuhr, S. Gleyzes, C. Guerlin, J. Bernu, U.-B. Hoff, S. Deléglise, S. Osnaghi, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, E. Jacques, P. Bosland, B. Visentin, *Appl. Phys. Lett.* **2007**, 90, 164101.
- [41] P. Nussenzveig, F. Bernardot, M. Brune, J. Hare, J.-M. Raimond, S. Haroche, W. Gawlik, *Phys. Rev. A* **1993**, 48, 3991.
- [42] R. G. Hulet, D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.* **1983**, 51, 1430.
- [43] C. Cohen-Tannoudji, *Ann. Phys. (Paris)* **1962**, 7, 423, C. Cohen-Tannoudji, *Ann. Phys. (Paris)* **1962**, 7, 469.
- [44] S. Chu, *Rev. Mod. Phys.* **1998**, 70, 685.
- [45] C. Cohen-Tannoudji, *Rev. Mod. Phys.* **1998**, 70, 707.
- [46] W. D. Phillips, *Rev. Mod. Phys.* **1998**, 70, 721.
- [47] M. Brune, S. Haroche, V. Lefevre-Seguin, J.-M. Raimond, N. Zagury, *Phys. Rev. Lett.* **1990**, 65, 976.
- [48] N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **1949**, 76, 996.
- [49] S. Haroche, M. Brune, J.-M. Raimond, *Phys. Today* **2013**, 66, 27.
- [50] S. Gleyzes, S. Kuhr, C. Guerlin, J. Bernu, S. Deleglise, U. Busk Hoff, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Nature* **2007**, 446, 297.
- [51] S. Peil, G. Gabrielse, *Phys. Rev. Lett.* **1999**, 83, 1287.
- [52] C. Guerlin, J. Bernu, S. Deléglise, C. Sayrin, S. Gleyzes, S. Kuhr, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Nature* **2007**, 448, 889.
- [53] R. J. Glauber, *Phys. Rev.* **1963**, 131, 2766.
- [54] M. Brune, J. Bernu, C. Guerlin, S. Deléglise, C. Sayrin, S. Gleyzes, S. Kuhr, I. Dotsenko, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **2008**, 101, 240402.
- [55] I. Dotsenko, M. Mirrahimi, M. Brune, S. Haroche, J.-M. Raimond, P. Rouchon, *Phys. Rev. A* **2009**, 80, 013805.
- [56] C. Sayrin, I. Dotsenko, X. Zhou, B. Peaudecerf, T. Rybarczyk, S. Gleyzes, P. Rouchon, M. Mirrahimi, H. Amini, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Nature* **2011**, 477, 73.
- [57] X. Zhou, I. Dotsenko, B. Peaudecerf, T. Rybarczyk, C. Sayrin, S. Gleyzes, J.-M. Raimond, M. Brune, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **2012**, 108, 243602.
- [58] D. Gabor, *Holography 1948–1971*, Nobel Lecture, Nobelprize.org, **1971**.
- [59] D. T. Smith, M. Beck, M. G. Raymer, *Phys. Rev. Lett.* **1993**, 70, 1244.
- [60] S. Deléglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Nature* **2008**, 455, 510.
- [61] W. Schleich, *Quantum Optics in Phase Space*, Wiley, Hoboken, **2005**.
- [62] E. Schrödinger, *Naturwissenschaften* **1935**, 23, 844.
- [63] M. Brune, S. Haroche, J.-M. Raimond, L. Davidovich, N. Zagury, *Phys. Rev. A* **1992**, 45, 5193.
- [64] C. M. Savage, S. L. Braunstein, D. F. Walls, *Opt. Lett.* **1990**, 15, 628.
- [65] W. H. Zurek, *Phys. Today* **1991**, 44, 36.
- [66] M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maître, A. Maali, C. Wunderlich, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **1996**, 77, 4887.
- [67] A. Auffeves, P. Maioli, T. Meunier, S. Gleyzes, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **2003**, 91, 230405.
- [68] T. Meunier, S. Gleyzes, P. Maioli, A. Auffeves, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **2005**, 94, 010401.
- [69] R. Feynman, *Opt. News* **1985**, 11, 11.
- [70] C. H. Bennett, G. Brassard, Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing, IEEE (New York), **1984**, S. 175.
- [71] A. Ekert, *Phys. Rev. Lett.* **1991**, 67, 661.
- [72] A. Ekert, R. Josza, *Rev. Mod. Phys.* **1996**, 68, 733.
- [73] M. A. Nielsen, I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*, Cambridge University Press, Cambridge, **2000**.

- [74] P. W. Shor, Proceedings of the 35th Annual Symposium on the Foundations of Computer Science IEEE Computer Society Press, Los Alamitos, CA, **1994**, S. 124.
- [75] D. Deutsch, R. Josza, *Proc. R. Soc. London Ser. A* **1992**, 439, 553.
- [76] D. Giulini, E. Joos, C. Kiefer, J. Kupsch, I. O. Stamatescu, H. D. Zeh, *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory*, Springer, Berlin, **1996**.
- [77] J.-M. Raimond, M. Brune, S. Haroche, *Rev. Mod. Phys.* **2001**, 73, 565.
- [78] E. Hagley, X. Maître, G. Nogues, C. Wunderlich, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **1997**, 79, 1.
- [79] X. Maître, E. Hagley, G. Nogues, C. Wunderlich, P. Goy, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **1997**, 79, 769.
- [80] A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **1999**, 83, 5166.
- [81] G. Nogues, A. Rauschenbeutel, S. Osnaghi, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Nature* **1999**, 400, 239.
- [82] A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Science* **2000**, 288, 2024.
- [83] P. Bertet, S. Osnaghi, A. Rauschenbeutel, G. Nogues, A. Auffeves, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Nature* **2001**, 411, 166.
- [84] S. Osnaghi, P. Bertet, A. Auffeves, P. Maioli, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **2001**, 87, 037902.
- [85] A. Rauschenbeutel, P. Bertet, S. Osnaghi, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev. A* **2001**, 64, 050301(R).
- [86] P. Maioli, T. Meunier, S. Gleyzes, A. Auffeves, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **2005**, 94, 113601.
- [87] J. Bernu, S. Deléglise, C. Sayrin, S. Kuhr, I. Dotsenko, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **2008**, 101, 180402.
- [88] J.-M. Raimond, C. Sayrin, S. Gleyzes, I. Dotsenko, M. Brune, S. Haroche, P. Facchi, S. Pascasio, *Phys. Rev. Lett.* **2010**, 105, 213601.
- [89] J.-M. Raimond, P. Facchi, B. Peaudecerf, S. Pascasio, C. Sayrin, I. Dotsenko, S. Gleyzes, M. Brune, S. Haroche, *Phys. Rev. A* **2012**, 86, 032120.
- [90] R. J. Thompson, G. Rempe, H. J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.* **1992**, 68, 1132.
- [91] H. Mabuchi, A. C. Doherty, *Science* **2002**, 298, 1372.
- [92] „Optical Cavity Quantum Electrodynamics“: G. Rempe in Proceedings of Lasers and Electro-optics 2009 and the European Quantum Electronics Conference CLEO Europe-EQEC **2009**.
- [93] J. P. Reithmaier, *Semicond. Sci. Technol.* **2008**, 23, 12300.
- [94] R. J. Schoelkopf, S. M. Girvin, *Nature* **2008**, 451, 664.
- [95] J. M. Fink, M. Göppl, M. Baur, R. Bianchetti, P. J. Leek, A. Blais, A. Wallraff, *Nature* **2008**, 454, 315.
- [96] D. I. Schuster, A. A. Houck, J. A. Schreier, A. Wallraff, J. M. Gambetta, A. Blais, L. Frunzio, J. Majer, B. Johnson, M. Devoret, S. M. Girvin, R. J. Schoelkopf, *Nature* **2007**, 445, 515.
- [97] M. Hofheinz, E. M. Weig, M. Ansmann, R. C. Bialczak, E. Lucero, M. Neeley, A. D. O’Connell, H. Wang, J. M. Martinis, A. N. Cleland, *Nature* **2008**, 454, 310.
- [98] M. Hofheinz, E. M. Weig, M. Ansmann, R. C. Bialczak, E. Lucero, M. Neeley, A. D. O’Connell, D. Sank, J. Wenner, J. M. Martinis, A. N. Cleland, *Nature* **2009**, 459, 546.
- [99] G. Kirchmair, B. Vlastakis, Z. Leghtas, S. E. Nigg, H. Paik, E. Ginossar, M. Mirrahimi, L. Frunzio, S. M. Girvin, R. J. Schoelkopf, *Nature* **2013**, 495, 205.
- [100] S. J. Freedman, J. F. Clauser, *Phys. Rev. Lett.* **1972**, 28, 938.
- [101] A. Aspect, J. Dalibard, G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **1982**, 49, 1804.
- [102] N. Gisin, G. G. Ribordy, W. Tittel, H. Zbinden, *Rev. Mod. Phys.* **2002**, 74, 145.
- [103] D. Bouwmeester, J. M. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, A. Zeilinger, *Nature* **1997**, 390, 575.
- [104] P. Walther, K. J. Resch, T. Rudolph, E. Schenk, H. Weinfurter, V. Vedral, M. Aspelmeyer, A. Zeilinger, *Nature* **2005**, 434, 169.
- [105] P. Grangier, J. A. Levenson, J. P. Poizat, *Nature* **1998**, 396, 537.
- [106] A. Ourjoumtsev, H. Jeong, R. Tualle-Brouiri, P. Grangier, *Nature* **2007**, 448, 784.
- [107] J. J. Garcia-Ripoli, J. I. Cirac, *Philos. Trans. R. Soc. London* **2003**, 361, 1537.
- [108] A. Negretti, P. Treutlein, T. Calarco, *Quantum Inf. Process.* **2011**, 10, 721.
- [109] T. Rocheleau, T. Ndukum, C. Macklin, J. B. Hertzberg, A. A. Clerk, K. C. Schwab, *Nature* **2010**, 463, 72.
- [110] J. Chan, T. P. M. Alegre, A. H. Safavi-Naeini, J. T. Hill, A. Krause, S. Groblacher, M. Aspelmeyer, O. Painter, *Nature* **2011**, 478, 89.
- [111] S. Haroche, J.-M. Raimond, *Phys. Today* **1996**, 49, 51.
- [112] P. Schindler, J. T. Barreiro, T. Monz, V. Nebendahl, D. Nigg, M. Chwalla, M. Hennrich, R. Blatt, *Science* **2011**, 332, 1059.
- [113] M. D. Reed, L. DiCarlo, S. E. Nigg, L. Sun, L. Frunzio, S. M. Girvin, R. J. Schoelkopf, *Nature* **2012**, 482, 382.
- [114] D. Jaksch, P. Zoller, *Ann. Phys.* **2005**, 315, 52.
- [115] C. Schneider, D. Porras, T. Schaetz, *Rep. Prog. Phys.* **2012**, 75, 024401.
- [116] H. J. Kimble, *Nature* **2008**, 453, 1023.
- [117] V. Giovannetti, S. Lloyd, L. Maccone, *Nat. Photonics* **2011**, 5, 222.
- [118] S. Haroche, *Autobiography*, Nobelprize.org, **2013**.